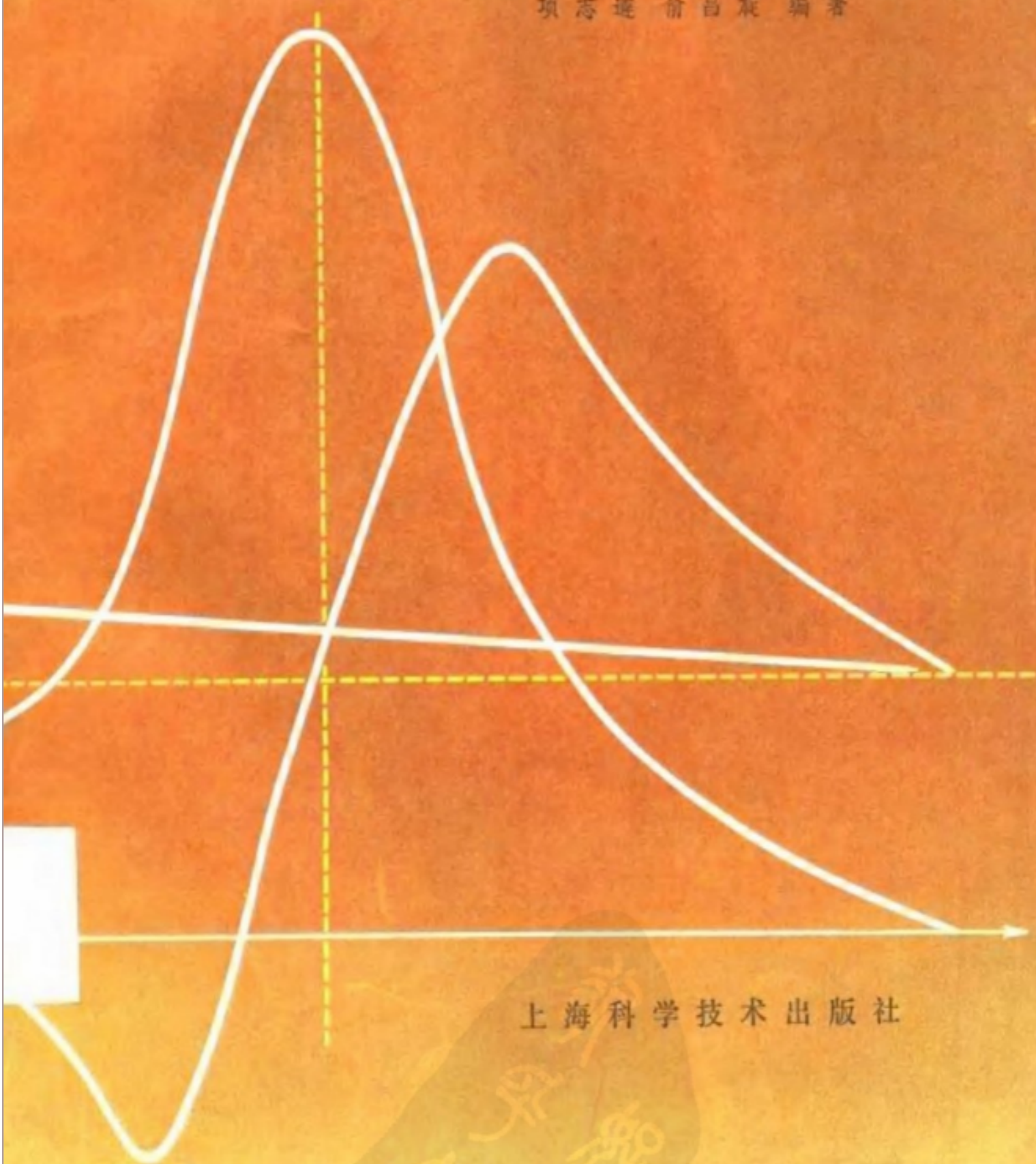


高温等离子体诊断技术

下 册

项志遑 俞昌旋 编著



上海科学技术出版社

目 录

第六章 微波诊断技术	1
§ 6.1 微波技术简介	1
§ 6.1.1 传输线的基本特性	1
§ 6.1.2 波导	6
§ 6.1.3 微波发生器	14
§ 6.1.4 微波的检测	16
§ 6.1.5 其它几种微波元件	20
§ 6.2 电磁波在等离子体中的传播	25
§ 6.2.1 在无磁场等离子体中的传播	25
§ 6.2.2 磁场效应	28
§ 6.2.3 离子运动、碰撞和温度效应	33
§ 6.3 微波探针诊断技术	36
§ 6.3.1 透射和反射测量	36
§ 6.3.2 微波干涉仪	38
§ 6.4 等离子体微波辐射测量	47
§ 6.4.1 由热辐射功率测定电子温度	47
§ 6.4.2 微波辐射计	49
§ 6.4.3 电子回旋辐射的测量	50
参考文献	54
第七章 激光诊断	56
§ 7.1 激光技术简介	56
§ 7.1.1 基本原理	56
§ 7.1.2 光谱谐振腔	58
§ 7.1.3 光激励系统	64
§ 7.1.4 激光材料	66
§ 7.1.5 Q 开关巨脉冲和光量子放大器	70
§ 7.2 电磁波的散射理论	73
§ 7.2.1 单个自由电子的散射	73
§ 7.2.2 低温、非磁化等离子体的散射	75
§ 7.2.3 低温、磁化等离子体的散射	84
§ 7.2.4 高温、非磁化等离子体的散射	87
§ 7.2.5 其它效应对散射谱的影响	90
§ 7.3 激光散射诊断技术	92
§ 7.3.1 散射实验中的几个问题	92
§ 7.3.2 散射实验举例及其改进方向	97
§ 7.3.3 亚毫米波和微波散射	100

§ 7.4 激光探针测磁场	104
§ 7.4.1 利用法拉第旋转效应测磁场	104
§ 7.4.2 激光散射测磁场	108
§ 7.5 激光干涉诊断技术	110
§ 7.5.1 远红外激光干涉仪	110
§ 7.5.2 马赫-珍德(Mach-Zehnder)干涉仪	113
§ 7.5.3 其它类型的干涉仪	114
§ 7.5.4 全息照相技术及其在激光干涉实验中的应用	116
参考文献	120
第八章 粒子测量	123
§ 8.1 等离子体逃逸粒子的测量	123
§ 8.1.1 等离子体中快中性原子的形成过程	123
§ 8.1.2 中性原子的离子化	125
§ 8.1.3 粒子分析方法	127
§ 8.1.4 粒子测量方法	134
§ 8.1.5 中性粒子能谱仪及其标定	138
§ 8.2 中子的测量	142
§ 8.2.1 中子的基本特性及其防护	142
§ 8.2.2 一些常用的中子源	145
§ 8.2.3 热核反应中子的特征	147
§ 8.2.4 中子通量的测量	150
§ 8.2.5 中子能谱的测量	154
§ 8.3 粒子探针	158
§ 8.3.1 中性粒子探针	158
§ 8.3.2 离子束探针	161
参考文献	165
第九章 等离子体和壁的相互作用	168
§ 9.1 等离子体和壁相互作用的研究情况	168
§ 9.1.1 概况	168
§ 9.1.2 基本物理过程	168
§ 9.1.3 装置中的壁效应	173
§ 9.2 诊断仪器	176
§ 9.2.1 固体表面诊断仪器	176
§ 9.2.2 激光激发荧光散射	181
§ 9.2.3 其它诊断方法	184
§ 9.3 实验举例	185
参考文献	186
第十章 惯性约束等离子体诊断方法	189
§ 10.1 惯性约束等离子体简介	189
§ 10.2 光能测量和光学诊断	192
§ 10.2.1 脉冲能量的测量	192

§ 10.2.2 光束诊断	195
§ 10.2.3 激光探针	197
§ 10.3 X 射线诊断	200
§ 10.3.1 高时间分辨的 X 射线测量	200
§ 10.3.2 X 射线连续谱的测量	202
§ 10.3.3 高空间分辨的 X 射线照相	206
§ 10.3.4 X 射线线谱测量	214
§ 10.3.5 X 射线探针	219
§ 10.4 粒子诊断	221
§ 10.4.1 中子测量	221
§ 10.4.2 α 粒子测量	225
§ 10.4.3 离子测量	227
参考文献	230
附 录	233
I. 重要常数表	233
II. MKS 单位制与其它单位制的换算	234
III. 几种能量单位的换算	234
IV. 用 MKS 单位制表示的电磁学基本公式	235
V. 平衡状态下粒子的分布以及几种辐射谱	235
VI. 等离子体的几个重要参数	237
VII. 元素周期表及特征 X 射线波长和 K 吸收边波长数据(单位 \AA)	238

第六章 微波诊断技术

从第三章到第五章,我们曾讨论过利用高温等离子体本身的辐射(从X射线到远红外的宽广光谱范围的辐射)进行诊断的方法,这种方法虽然可以获得不少有关等离子体内部状态的知识,但是它可测的等离子体参数及可测的参数范围还是有限的,而且它不可能有好的空间分辨能力。因而,为了弥补前述诊断方法的不足,以便更全面地获得等离子体内部状态的有关信息,我们总是希望能把一些所谓“探针”物质,送入等离子体中,通过研究这些探针与等离子体的相互作用来探测等离子体的有关参数。在第二章中,我们已介绍了某些用实物做成的探针——内部磁探针和电探针,它们的致命缺点是:实物探针和高温等离子体间会发生一些过于强烈的相互作用,从而会对等离子体的状态产生严重的干扰。其它可用作等离子体诊断探针的物质,主要是具有宽广频率范围的电磁波和各种微粒子束。这类探针的共同特点是:在一定条件下,它们与高温等离子体的相互作用很微弱,从而对高温等离子体不会造成严重的干扰;而且能够空间分辨地测定各种等离子体参数。因而,它们在等离子体诊断中获得了广泛的应用。

在等离子体诊断中,比较早地用了微波波段的电磁波作为等离子体探针,并获得了一些好的结果,特别是微波干涉测量技术,已发展成为一种成熟的等离子体诊断技术。因此,我们在本章将重点介绍微波干涉诊断技术,及其理论基础——电磁波在等离子体中的传播特性(包括透射、吸收和反射等特性)。除此之外,微波波段的等离子体辐射的测量,也是重要的诊断手段之一。特别是等离子体电子回旋辐射可以携带出大量的有关等离子体电子温度、密度及内部磁场等信息,而且具有一定的空间分辨性,因此电子回旋辐射的测量已经迅速地发展成为一种十分有用的诊断方法。由于它与干涉技术一样,都需利用有关的微波技术,故将它放在本章讨论。此外,我们在介绍上述内容之前,先粗浅地介绍一些有关的微波技术,以使对微波技术不熟悉的读者能获得一些初步的了解,以便更好地掌握本章的有关内容。

§ 6.1 微波技术简介

§ 6.1.1 传输线的基本特性

微波通常是指自由空间波长从分米到亚毫米范围的电磁波,它所对应的频率处于 $1\sim 1000\text{GHz}$ 范围。在这样高的频率下,电磁波的波长与传输线的尺寸可相比拟,甚至更小,此时就不能忽略电磁场沿传输线的空间分布,电路的分布参数效应也不容忽略,而且电磁波沿导线传输过程中的辐射、反射效应和趋肤效应也愈显著;这时若仍用低频传输线来传输微波,微波的能量就会很快地被消耗掉。因此,为了低损耗地传输微波能量和信息,必须采用特殊形式的微波传输线。微波传输线的种类很多,按在其上传播的电磁波的特征划分,可分为三类:(1)TEM波传输线,如双导线、同轴线、带状线、微带等;(2)波导传输线,如矩形波导、圆形波导等;(3)表面波传输线等。最常用的微波传输线是同轴线、矩形波导和圆形波导,其中同轴线主要用于分米波波段,而厘米波至毫米波则主要用矩形或圆形波导来传

输。此外,传输线还可用来构成各种微波元件和器件,如谐振器、阻抗变换器、滤波器、定向耦合器等。因而,了解微波在传输线中的传输特性,是掌握微波技术的基础。这里,我们先以同轴线为例,介绍传输线的一般特性。

微波传输线的传输特性的分析,一般要从麦克斯韦方程出发,求解满足一定边界条件的电磁场的波动方程。然而,对于象同轴线这类 TEM 波传输线,因为它们满足似稳条件,即横电磁波在同轴线横截面内的场分布与静场的分布相同,因而可以把电磁场的问题化为电路的问题来处理,这样就可以把同轴线用一个具有一定的分布参数的等效电路来近似,并从传输线方程出发,分析其传输等效的电流、电压波的特性。

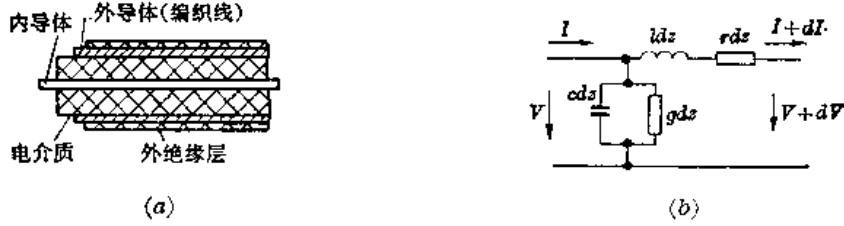


图 6.1.1 同轴线及其等效电路

同轴线(包括同轴电缆和硬同轴线)(图 6.1.1a)可以看成是均匀传输线,它可用图 6.1.1b 所示的等效电路表示,其中 l, c, r, g 分别为其单位长度的电感、电容、导线的电阻、介质的电导,它们的数值分别为:

$$l = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{D}{d} = 2 \times 10^{-7} \mu_r \ln \frac{D}{d} \quad (\text{H} \cdot \text{m}^{-1}); \quad (6.1.1a)$$

$$c = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{D}{d}} = 5.55 \times 10^{-11} \frac{\epsilon_r}{\ln \left(\frac{D}{d} \right)} \quad (\text{F} \cdot \text{m}^{-1}); \quad (6.1.1b)$$

$$r = \sqrt{\frac{f\mu_0}{\pi\sigma_1}} \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{d} \right) = 8.32 \times 10^{-8} \sqrt{f} \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{d} \right) \quad (\Omega \cdot \text{m}^{-1}); \quad (6.1.1c)$$

$$g = \frac{2\pi\sigma_2}{\ln \left(\frac{D}{d} \right)} \quad (\text{U} \cdot \text{m}^{-1}), \quad (6.1.1d)$$

式中 D 为外导体内径; d 为芯线外径; σ_1 为导体的电导率,对于铜, $\sigma_1 = 5.77 \times 10^7 \text{ U} \cdot \text{m}^{-1}$, (6.1.1c) 式中第二式是铜同轴线的数值; ϵ, μ, σ_2 分别为介质的介电系数、导磁系数和电导率; f 为电磁波频率。利用简谐波的复数表示形式和复数阻抗的概念,根据克希霍夫定律,可以列出传输线的电路方程:

$$\tilde{V} + d\tilde{V} + (\tilde{I} + d\tilde{I})(r + j\omega l)dz = \tilde{V};$$

$$\tilde{I} + d\tilde{I} + \tilde{V}(g + j\omega c)dz = \tilde{I},$$

上式中,上标“~”表示该物理量为复数; z 为传输线的长度坐标,一般取始点为参考点。取一级近似,上两式可简化为:

$$\frac{d\tilde{V}}{dz} = -(r + j\omega l)\tilde{I}; \quad (6.1.2a)$$

$$\frac{d\tilde{I}}{dz} = -(g + j\omega c)\tilde{V}. \quad (6.1.2b)$$

将上式对 z 再次微分,即得:

$$\frac{d^2 \tilde{V}}{dz^2} = (r + j\omega l)(g + j\omega c) \tilde{V} = \tilde{\gamma}^2 \tilde{V}; \quad (6.1.2'a)$$

$$\frac{d^2 \tilde{I}}{dz^2} = (r + j\omega l)(g + j\omega c) \tilde{I} = \tilde{\gamma}^2 \tilde{I}. \quad (6.1.2'b)$$

(6.1.2)和(6.1.2')式均称为均匀传输线波动方程(或电报方程), (6.1.2a)式的解为:

$$\tilde{V}(z) = \tilde{V}^+ \exp(-\tilde{\gamma}z) + \tilde{V}^- \exp(+\tilde{\gamma}z), \quad (6.1.3a)$$

式中

$$\tilde{\gamma} = \sqrt{(r + j\omega l)(g + j\omega c)} = \alpha + j\beta \quad (6.1.4)$$

称为传输线上波的传输常数, 其实部 α 称为衰减常数, 它决定了电磁波沿传输线传输时的指数衰减长度; 而其虚部 β 称为相位常数, 它决定了电磁波相位的传播速度。将(6.1.3a)式代入(6.1.2a)式, 就可求得:

$$\tilde{I}(z) = -\frac{1}{r + j\omega l} \frac{d\tilde{V}}{dz} = \frac{1}{\tilde{Z}_0} [\tilde{V}^+ \exp(-\tilde{\gamma}z) - \tilde{V}^- \exp(\tilde{\gamma}z)], \quad (6.1.3b)$$

式中

$$\tilde{Z}_0 = \sqrt{\frac{r + j\omega l}{g + j\omega c}} \quad (6.1.5)$$

具有阻抗的量纲, 称为传播线的特性阻抗。(6.1.3)式中 \tilde{V}^+ 和 \tilde{V}^- 为积分常数, 它们是由传输线的边界条件确定的。由此可见, 传输线上的电压、电流波分别是由沿 z 方向传输的前向波

$$\tilde{V}^+ \exp(-\tilde{\gamma}z), \quad \tilde{I}^+ \exp(-\tilde{\gamma}z) = \frac{\tilde{V}^+}{\tilde{Z}_0} \exp(-\tilde{\gamma}z)$$

和沿 z 反方向传输的反射波

$$\tilde{V}^- \exp(\tilde{\gamma}z), \quad -\tilde{I}^- \exp(\tilde{\gamma}z) = -\frac{\tilde{V}^-}{\tilde{Z}_0} \exp(\tilde{\gamma}z)$$

迭加而成的。这也表明特征阻抗 \tilde{Z}_0 是定义为行波电压与行波电流之比, 即入射波电压与入射波电流之比, 或反射波电压与反射波电流之比。由(6.1.5)式可以看到, 在一般情况下, 特征阻抗与频率有关, 为一复数。对于无损耗传输线($r=0, g=0$),

$$Z_0 = \sqrt{\frac{l}{c}}, \quad (6.1.6)$$

对于一般传输线, $r \ll \omega l, g \ll \omega c$, 则有

$$Z_0 \simeq \sqrt{\frac{l}{c}}. \quad (6.1.7)$$

这表明在无损耗传输情况下, 传输线的特性阻抗 Z_0 为纯电阻, 故有时也写为 R_0 , 它仅与分布参数 c 和 l 有关, 与频率无关。由(6.1.1)和(6.1.7)式, 可求得同轴线的特性阻抗为

$$Z_0 \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \frac{D}{d} = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \log \frac{D}{d} \quad (\Omega). \quad (6.1.7')$$

至于传输常数 $\tilde{\gamma}$, 由于 $r \ll \omega l, g \ll \omega c$, 则可证明 $\tilde{\gamma}$ 可近似地表示为:

$$\tilde{\gamma} \simeq \left(\frac{r}{2Z_0} + \frac{gZ_0}{2} \right) + j\omega \sqrt{lc}, \quad (6.1.8)$$

从而

$$\alpha \simeq \frac{r}{2Z_0} + \frac{gZ_0}{2}, \quad \beta = \omega \sqrt{lc}. \quad (6.1.8')$$

因而微波在传输线上传输的相速度为

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \frac{1}{\sqrt{\mu}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}}, \quad (6.1.9)$$

式中 c_0 为真空中光速(一般情况 $\mu_r = 1$); 而波长为

$$\lambda = \frac{2\pi v_p}{\omega} = \frac{2\pi}{\beta}. \quad (6.1.10)$$

由上述分析我们可得出结论: 在传输线上传输的微波电压和电流, 在一般情况下是两个以相同的相速度 v_p 向相反的方向传播、且其幅度在各自的传播方向上按指数规律衰减的正弦波的迭加; 行波电压与行波电流之比为一恒定值, 即等于传输线的特性阻抗。此外, 通常 $r \ll \omega l$, $g \ll \omega c$, 所以在传输线不很长时, 可把它当作无损耗线来处理。为简单起见, 在以下的讨论中我们均假定传输线是无损耗线。

下面我们进一步讨论电压和电流:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{V}(z) &= \tilde{V}^+ \exp(-j\beta z) + \tilde{V}^- \exp(j\beta z), \\ \tilde{I}(z) &= -\frac{1}{Z_0} [\tilde{V}^+ \exp(-j\beta z) - \tilde{V}^- \exp(j\beta z)] = \tilde{I}^+ \exp(-j\beta z) - \tilde{I}^- \exp(j\beta z) \end{aligned} \right\} \quad (6.1.3)$$

在传输线上的传播特性。若传输线长为 \mathcal{L} , 终端电压、电流分别为 $\tilde{V}(\mathcal{L})$ 、 $\tilde{I}(\mathcal{L})$, 则负载阻抗为

$$\tilde{Z}_L = \frac{\tilde{V}(\mathcal{L})}{\tilde{I}(\mathcal{L})} = Z_0 \frac{\tilde{V}^+(\mathcal{L}) + \tilde{V}^-(\mathcal{L})}{\tilde{V}^+(\mathcal{L}) - \tilde{V}^-(\mathcal{L})} = Z_0 \frac{1 + \tilde{V}^-(\mathcal{L})/\tilde{V}^+(\mathcal{L})}{1 - \tilde{V}^-(\mathcal{L})/\tilde{V}^+(\mathcal{L})}, \quad (6.1.11)$$

其中

$$\tilde{V}^+(\mathcal{L}) = \tilde{V}^+ \exp(-j\beta \mathcal{L}), \quad \tilde{V}^-(\mathcal{L}) = \tilde{V}^- \exp(j\beta \mathcal{L}).$$

我们定义

$$\tilde{\rho} = \frac{\tilde{V}^-(\mathcal{L})}{\tilde{V}^+(\mathcal{L})} = \frac{\tilde{I}^-(\mathcal{L})}{\tilde{I}^+(\mathcal{L})}$$

为终端反射系数, 则由(6.1.11)式可求得

$$\tilde{\rho} = \frac{\tilde{Z}_L - Z_0}{\tilde{Z}_L + Z_0}. \quad (6.1.12)$$

若用终端反射系数 $\tilde{\rho}$ 表示积分常数 \tilde{V}^+ 和 \tilde{V}^- , 则(6.1.3)式就变为

$$\left. \begin{aligned} \tilde{V}(z) &= \tilde{V}^+(\mathcal{L}) \{ \exp[j\beta(\mathcal{L}-z)] + \tilde{\rho} \exp[-j\beta(\mathcal{L}-z)] \}, \\ \tilde{I}(z) &= \frac{\tilde{V}^+(\mathcal{L})}{Z_0} \{ \exp[j\beta(\mathcal{L}-z)] - \tilde{\rho} \exp[-j\beta(\mathcal{L}-z)] \}, \end{aligned} \right\} \quad (6.1.13)$$

并由此可求得无损耗传输线输入端的等效阻抗为

$$\tilde{Z}_{in} = \frac{\tilde{V}(0)}{\tilde{I}(0)} = Z_0 \frac{\exp(j\beta \mathcal{L}) + \tilde{\rho} \exp(-j\beta \mathcal{L})}{\exp(j\beta \mathcal{L}) - \tilde{\rho} \exp(-j\beta \mathcal{L})} = Z_0 \frac{\tilde{Z}_L + jZ_0 \operatorname{tg} \beta \mathcal{L}}{Z_0 + j\tilde{Z}_L \operatorname{tg} \beta \mathcal{L}}, \quad (6.1.14)$$

它就是当终端负载为 \tilde{Z}_L 时, 由传输线的输入端向负载看进去的输入阻抗。从(6.1.12)和(6.1.14)式可以看到, 传输线终端反射系数和输入阻抗均与特性阻抗 Z_0 、负载阻抗 \tilde{Z}_L 有关, 而且输入阻抗还与传输线长度有关。下面我们进一步来分析负载阻抗与传输线工作状态的关系。

1. 当 $\tilde{Z}_L = Z_0$, 即阻抗匹配 这时由(6.1.12)式可以看到, 这时终端反射系数为零, 即只有入射波而没有反射波在传输线中传播, 传输线将微波能量不断地从始端输到终端, 并为被负载完全吸收, 此称为纯行波工作状态。此外, 由(6.1.14)式还可看到, 此时输入阻抗就等于特性阻抗 Z_0 , 而与传输线的长度 \mathcal{L} 无关。

2. 当 $\tilde{Z}_L = 0$, 即终端短路 这时由(6.1.12)和(6.1.13)式可得到:

$$\tilde{\rho} = -1,$$

$$\tilde{V}(z) = j2\tilde{V}^+(\mathcal{L})\sin[\beta(\mathcal{L}-z)], \quad \tilde{I}(z) = \frac{2\tilde{V}^+(\mathcal{L})}{Z_0}\cos[\beta(\mathcal{L}-z)]. \quad (6.1.15)$$

由此可见,入射波在终端完全被反射,且反射波电压的极性与入射波的极性相反,电流的极性相同。这时,入射波与反射波的迭加便在传输线上形成驻波,其电压、电流的幅度随位置而变,且终端是电压的波节点、电流的波腹点。此时传输线不能传输能量,只能储存能量。

此外,由(6.1.14)式可以求得:

$$Z_{in} = jZ_0 \operatorname{tg} \beta \mathcal{L}, \quad (6.1.16)$$

这表明此时的输入阻抗是纯电抗,且随频率和长度 \mathcal{L} 而变。

当波的频率一定时,其输入阻抗随线的长度按正切函数规律变化,如图6.1.2所示。由(6.1.16)式和图6.1.2可看到,当

$$n\frac{\lambda}{2} < \mathcal{L} < (2n+1)\frac{\lambda}{4}, \quad n=0, 1, 2, \dots$$

时,输入阻抗相当于感抗,短路传输线等效于一个电感;当

$$\mathcal{L} = n\frac{\lambda}{2}, \quad n=0, 1, 2, \dots$$

时, $Z_{in} = 0$, 短路传输线相当于一个串联的 LC 谐振回路;当

$$(2n+1)\frac{\lambda}{4} < \mathcal{L} < (n+1)\frac{\lambda}{2}, \quad n=0, 1, 2, \dots$$

时,输入阻抗为纯容抗,短路传输线等效于一个电容;当

$$\mathcal{L} = (2n+1)\frac{\lambda}{4}, \quad n=0, 1, 2, \dots$$

时, $Z_{in} = \infty$, 它相当于并联的 LC 谐振回路。

3. 当 $Z_L = \infty$, 即终端开路 同样地,由(6.1.12)和(6.1.13)式可得到

$$\tilde{\rho} = 1,$$

$$\tilde{V}(z) = 2\tilde{V}^+(\mathcal{L})\cos[\beta(\mathcal{L}-z)], \quad \tilde{I}(z) = j\frac{2\tilde{V}^+(\mathcal{L})}{Z_0}\sin[\beta(\mathcal{L}-z)].$$

这时,入射波在终端也被完全反射,它们的迭加也形成驻波,但与短路时不同,这时终端是电压的波腹点、电流的波节点。输入阻抗为

$$Z_{in} = -jZ_0 \operatorname{ctg} \beta \mathcal{L} = jZ_0 \operatorname{tg} \beta \left(\mathcal{L} - \frac{\lambda}{4} \right), \quad (6.1.17)$$

它也是个纯电抗,且随频率和线长而变化。和短路线相类似,当频率一定时,其电抗随长度而变,或相当于电感,或相当于电容,或具有谐振(串联或并联)特性,只是在空间位置上移动了 $\frac{\lambda}{4}$ 距离。不过要注意到,在微波波段,即使终端开路,电磁波也会向空间传播,并不能真正达到 $\rho = 1$ 。

4. 终端接任意的复阻抗负载 这时入射波在终端将产生部分反射,即 $|\tilde{\rho}| < 1$ 。由于反射波的幅度要小于入射波,因此入射波中只有一部分与反射波形成驻波,其余仍为行波,故呈行驻波工作状态。我们常常采用驻波比 S 这样一个物理量来描述传输线的这种工

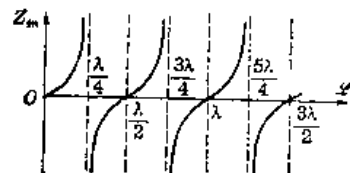


图 6.1.2 短路传输线的输入阻抗随线长的变化

作状态, 它的定义为

$$S = \frac{|\tilde{V}|_{\max}}{|\tilde{V}|_{\min}} = \frac{|\tilde{V}^+| + |\tilde{V}^-|}{|\tilde{V}^+| - |\tilde{V}^-|} = \frac{1 + |\tilde{\rho}|}{1 - |\tilde{\rho}|}, \quad (6.1.18)$$

或者

$$|\rho| = \frac{S-1}{S+1}. \quad (6.1.19)$$

可以证明, 当负载阻抗为大于特性阻抗的纯电阻时, 即当 $\tilde{Z}_L = R_L > R_0$ 时, 终端为电压的波腹点、电流的波节点; 当 $\tilde{Z}_L = R_L < R_0$ 时, 终端为电压的波节点、电流的波腹点; 当 \tilde{Z}_L 不是纯电阻时, 终端既不是波腹点, 也不是波节点。这时传输线的输入阻抗仍由 (6.1.14) 式表示, 由此式我们可以看到, 当

$$\mathcal{L} = (2n+1)\frac{\lambda}{4}, \quad n=0, 1, 2, 3, \dots$$

时, 传输线(常称为 $\frac{\lambda}{4}$ 传输线)的输入阻抗就变为

$$\tilde{Z}_{in} = Z_0 \frac{\tilde{Z}_L + jZ_0 \operatorname{tg} \frac{(2n+1)\pi}{2}}{Z_0 + j\tilde{Z}_L \operatorname{tg} \frac{(2n+1)\pi}{2}} = \frac{Z_0^2}{\tilde{Z}_L} = \left(\frac{Z_0}{\tilde{Z}_L}\right)^2 \tilde{Z}_L, \quad (6.1.20)$$

这表明 $\frac{\lambda}{4}$ 传输线可起阻抗变换器的作用。若 $\frac{\lambda}{4}$ 线端接一个大电阻 $R_L > Z_0$, 则其输入阻抗就变为一个小电阻 $R_{in} < Z_0$; 反之, 若 $\frac{\lambda}{4}$ 线端接一小电阻 $R_L < Z_0$, 则其输入阻抗就变为一大电阻 $R_{in} > Z_0$; 此外, 当 \tilde{Z}_L 为纯电抗时, 这时 \tilde{Z}_{in} 与 \tilde{Z}_L 的符号相反, 即 $\frac{\lambda}{4}$ 线可将端接的电容负载变为电感, 而将端接的电感负载变为电容。利用 $\frac{\lambda}{4}$ 线的这种特性, 可以进行阻抗变换, 使两个阻抗不等的器件的阻抗得到匹配, 因而它在微波电路中得到了广泛的应用。

§ 6.1.2 波导

上面所讨论的 TEM 波传输线(包括同轴线和双导线等)只能用于传输波长大于 10 cm 的微波; 当波长小于 10 cm 时, 它在传输线中的传输损耗急剧增大。因而, 同轴线和双导线等 TEM 波传输线只能用于传输长波长的微波, 短波长微波必须用波导来传输。所谓波导就是由银、铜、铝等良导体做成的空心管, 按截面形状来分, 有矩形波导、圆形波导、脊形波导、椭圆波导等, 但常用的是矩形波导和圆形波导。空心波导管为什么能够传输微波能量呢? 这可以根据传输线理论来定性加以说明。如图 6.1.3a 所示, 电磁波可沿线宽为 δ 的双导线(其间距为 b) 传输。如果在其上并联

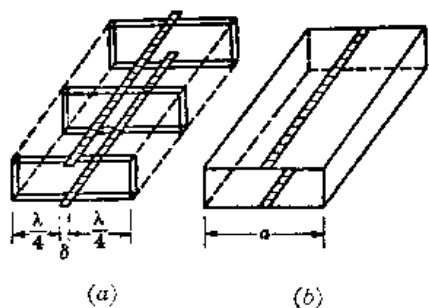


图 6.1.3 波导的形成

$\frac{\lambda}{4}$ 短路线, 由于 $\frac{\lambda}{4}$ 短路线的输入阻抗为无穷大, 所以它对电磁波在双导线中的传输没有影响。因而, 我们可以在双导线两侧并联无限多个 $\frac{\lambda}{4}$ 短路线, 同样地, 它们对

微波的传输没有任何影响, 这样便形成矩形波导, 如图 6.1.3b 所示。设波导宽边长为 a , 则 $a = \delta + \frac{\lambda}{2}$, 这表明波导的宽边 a 总是大于半波长, 即 $a \geq \frac{\lambda}{2}$; 反之, 如果波导宽边尺寸 a 给定, 则为了使电磁波能够在波导中传输, 波长必须满足

$$\lambda \leq 2a = \lambda_c,$$

式中 $\lambda_c = 2a$ 是矩形波导的截止波长。从上述讨论及传输线理论得出：波导是可以传输微波能量的；波导的传输与波长有关，且具有截止波长 λ_c ，只有 $\lambda < \lambda_c$ 的电磁波才能在波导中传输。由此可见，所传输的波长越长，要求波导的尺寸也越大，因而波导适于传输厘米波段以下的短波微波。微波在波导横截面内呈驻波分布而沿轴向传播。下面我们作进一步讨论。

我们知道，电磁波在自由空间中是横波，波的电、磁场与波矢的方向相垂直，即所谓 *TEM* 波。电磁波在同轴线、双导线中传输也是 *TEM* 波。由于波导是个空心的金属管，所以电磁波在其中传播时，必然要受到管壁的限制和影响。因此，在波导中传播的电磁波，一方面必须遵循交变电磁场的基本规律——麦克斯韦方程组，另一方面又必须满足波导内表面（理想导体表面）的边界条件，即在理想导体表面不存在切向电场和法向磁场，而在表面附近，法向电场和切向磁场是连续的。因此，只有同时满足上述条件的电磁波才能在波导中存在并传播。因而事实上，在一定的波导中，只有少数的几种模式才能在其中传播。可以证明，在波导中传输的电磁波可分为两大类：一类波的磁场 H 有沿 z 方向（波前进方向）的分量，而电场则完全垂直于 z 方向，这类电磁波称为磁波或横向电波（*H* 波或 *TE* 波）；另一类波的电场 E 有沿 z 方向的分量，而 H 则完全垂直于 z 方向，此类波称为电波或横向磁波（*E* 波或 *TM* 波）。

现在我们以矩形波导为例，说明波导传输的一些特性。这里，我们从麦克斯韦方程组出发，解满足一定边界条件的场的波动方程，求出波导中电、磁场的分布形式，进而得出波导的传输特性。我们仍取波的前进方向为 z 轴，波导横截面的长、短边分别为 x, y 轴，如图 6.1.4 所示；若我们假定波导无限长，且横截面形状大小不变，则角频率为 ω 的入射波在其中传播时，它应满足麦克斯韦方程组：

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H}, \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{H} &= j\omega\epsilon\mathbf{E}, \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0. \end{aligned} \right\}$$

此方程组可进一步简化为 \mathbf{E}, \mathbf{H} 的波动方程

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0; \quad (6.1.21)$$

其中

$$k^2 \equiv \omega^2 \mu \epsilon_0.$$

用分离变量法可求解 (6.1.21) 式的波动方程，其通解为

$$\left. \begin{aligned} E_z &= E_0 \cos(k_x x + \psi_x) \cos(k_y y + \psi_y) \exp[j\omega t - \tilde{\gamma} z], \\ H_z &= H_0 \cos(k_x x + \psi_x) \cos(k_y y + \psi_y) \exp[j\omega t - \tilde{\gamma} z], \\ E_x &= -\frac{1}{k_c^2} \left[\tilde{\gamma} \frac{\partial E_z}{\partial x} + j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \right], \\ E_y &= -\frac{1}{k_c^2} \left[-\tilde{\gamma} \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \right], \\ H_x &= \frac{1}{k_c^2} \left[j\omega\epsilon \frac{\partial H_z}{\partial y} - \tilde{\gamma} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right], \\ H_y &= -\frac{1}{k_c^2} \left[j\omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \tilde{\gamma} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right], \end{aligned} \right\} \quad (6.1.22a)$$

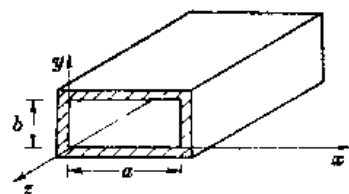


图 6.1.4 矩形波导

其中 $k_c^2 = k^2 + \tilde{\gamma}^2 = \omega^2 \epsilon \mu + \tilde{\gamma}^2$, (6.1.22b)

而 E_0 、 H_0 、 k_c 、 ψ_x 、 ψ_y 均为待定常数； $\tilde{\gamma}$ 仍是传输常数。由此可以看到，为保证电磁波能在波导中无损耗地传输，必须保证 $\tilde{\gamma}$ 为纯虚数 ($\tilde{\gamma} = j\beta$)，即要求

$$\tilde{\gamma}^2 = k_c^2 - k^2 < 0. \quad (6.1.23)$$

当 $\tilde{\gamma}^2 > 0$ 时， $\tilde{\gamma} = \alpha$ ，波不能传输，故由此可求得波在波导中传输的临界频率或截止频率为：

$$f_c = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}}; \quad (6.1.24)$$

相应的截止波长为：

$$\lambda_c = \frac{v}{f_c} = \frac{2\pi}{k_c}. \quad (6.1.25)$$

上述的待定常数，由波导的内表面的边界条件确定。若假定波导壁为理想导体，则相应的边界条件是：在波导内表面电场的切向分量等于零，磁场的切向分量连续，即

$$\text{在 } x=0 \text{ 和 } x=a \text{ 处,} \quad E_y=0, \quad E_z=0, \quad \frac{\partial H_z}{\partial x}=0;$$

$$\text{在 } y=0 \text{ 和 } y=b \text{ 处,} \quad E_x=0, \quad E_z=0, \quad \frac{\partial H_z}{\partial y}=0.$$

将上述边界条件代入 (6.1.22) 式，最后就可求得在波导中传输的微波场分布。对于传输型 TE 波 ($\tilde{\gamma} = j\beta$)，其场分布为

$$\left. \begin{aligned} H_x &= j \frac{\beta}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{a} \right) H_0 \sin \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ H_y &= j \frac{\beta}{k_c^2} \left(\frac{n\pi}{b} \right) H_0 \cos \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ H_z &= H_0 \cos \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ E_x &= j \frac{\omega\mu}{k_c^2} \frac{n\pi}{b} H_0 \cos \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ E_y &= -j \frac{\omega\mu}{k_c^2} \frac{m\pi}{a} H_0 \sin \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ E_z &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6.1.26)$$

式中

$$k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2. \quad (6.1.27)$$

由此可见，矩形波导中的 TE 波型有无穷多个，以 TE_{mn} 或 H_{mn} 表示，其中最简单的横电波是 TE_{10} 模 (TE_{00} 模不存在)。同样地，对于传输型 TM 波，场分布为：

$$\left. \begin{aligned} E_x &= -j \frac{\beta}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{a} \right) E_0 \cos \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ E_y &= -j \frac{\beta}{k_c^2} \left(\frac{n\pi}{b} \right) E_0 \sin \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ E_z &= E_0 \sin \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ H_x &= j \frac{\omega\epsilon}{k_c^2} \left(\frac{n\pi}{b} \right) E_0 \sin \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ H_y &= j \frac{\omega\epsilon}{k_c^2} \left(\frac{m\pi}{a} \right) E_0 \cos \left(\frac{m\pi}{a} x \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y \right) \exp[j(\omega t - \beta z)], \\ H_z &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6.1.28)$$

式中

$$k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2. \quad (6.1.27)$$

矩形波导中 TM 波型也有无穷多个, 以 TM_{mn} 或 E_{mn} 表示。但在矩形波导中不存在 TM_{00} 、 TM_{m0} 和 TM_{0n} 模, 故 TM_{11} 模是其最简单的横磁波。

由上述分析可知, 矩形波导有如下的传播特性:

1. 截止波长 对于尺寸一定的矩形波导, 存在一个截止波长 λ_c (即可在波导中传输的最长波长), 将 (6.1.27) 式代入 (6.1.25) 式, 可求得截止波长 λ_c 为

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}, \quad (6.1.25')$$

其相应的截止频率为

$$f_c = \frac{1}{2\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}. \quad (6.1.24')$$

由此可以看到, 当 a, b 一定时, 模数 (m 和 n) 相同的 TE 和 TM 波的截止波长都相同。这种不同波型具有相同截止波长的现象, 称为波导的“简并”现象。波导中具有最长的截止波长 (或最低的截止频率) 的波型称为最低型波。由 (6.1.25') 式可知, TE_{10} 模是矩形波导中的最低型波, 也称为矩形波导中的主模。

2. 色散特性 由 (6.1.22b)、(6.1.27) 和 (6.1.24') 式, 可求得在矩形波导中波的相移常数为:

$$\beta = \omega\sqrt{\mu\epsilon} \sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}, \quad (6.1.29)$$

式中 $c = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$ 是波在相应的无限大介质中的速度, λ 为相应的波长; 如果介质为空气, 则 $c = c_0$, $\lambda = \lambda_0$ (c_0, λ_0 分别为真空中的光速和自由空间波长)。由此可求得波导中波的相速度为

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}}, \quad (6.1.30)$$

而波导中波的群速度为:

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}. \quad (6.1.31)$$

由 (6.1.30) 和 (6.1.31) 式可进一步得到

$$v_p \cdot v_g = c^2, \quad (6.1.32)$$

这个关系式对各种形状的波导和各种波型普遍适用。由 (6.1.30) 和 (6.1.31) 式可见, 波导中波的相速度和群速度都是频率 (或波长) 的函数, 因而波导传输电磁波具有色散特性, 故称其为色散型传输线。

3. 波导波长 波导中两相邻的同相位点之间的距离, 称为该波型的波长, 也称为波导波长。由 (6.1.30) 式可求得波导波长为:

$$\lambda_g = \frac{v_p}{f} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}}. \quad (6.1.33)$$

由此再次可以看到,波导中波的传输条件是 $\lambda < \lambda_c$ (或 $f > f_c$)。

4. 矩形波导的波阻抗 波导中某一波型的横向电场和横向磁场绝对值之比,称为该波型的波阻抗。对于矩形波导,它是:

$$Z_w = \frac{|E_x|}{|H_y|} = \frac{|E_y|}{|H_x|}。$$

由(6.1.22a)式可求得:对于磁波,其波阻抗为

$$Z_{HW} = \frac{\omega\mu}{\beta} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_g}{\lambda}; \quad (6.1.34a)$$

而电波的波阻抗为

$$Z_{EW} = \frac{\beta}{\omega\epsilon} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda}{\lambda_g}。 \quad (6.1.34b)$$

当波导中的介质为空气时,它们相应地变为:

$$Z_{HW} = Z_{w0} \frac{\lambda_0}{\lambda_g}, \quad (6.1.34a')$$

$$Z_{EW} = Z_{w0} \frac{\lambda_0}{\lambda_g}; \quad (6.1.34b')$$

其中

$$Z_{w0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi = 376.7\Omega \quad (6.1.35)$$

为自由空间的波阻抗。由此可见, Z_w 与坐标无关,即均匀截面波导的波阻抗处处都相同。

至于圆形波导,也具有与矩形波导相类似的性质,它也可以传输无穷多个 H_{mn} 和 E_{mn} 型波。不过,在这里,下标 m, n 的意义与矩形波导有些不同,这里的 m 是表示场沿圆周分布的整驻波数;而 n 是表示场沿半径方向分布的半驻波数,或是说沿半径方向场的最大值的个数。各种波型在圆波导中传输时,也存在一截止波长,表6.1.1列出了各种波型在圆型波导中的截止波长,表中 d 为圆波导截面的内径。由表可以看到 H_{11} 模是圆波导中的主模;且当圆波导的内径 d 给定,而工作波长 λ 在 $1.32 \sim 1.705d$ 范围内时,波导中只能传输 H_{11} 模。圆波导中波型的简并有两种,一种是所谓“偏振简并”现象,即对应于同一 m, n 值,有着两种场分布型式,所不同的只是偏振面相互旋转了 90° ;圆波导中除了 H_{0n} 和 E_{0n} 模以外的其它模都存在极化简并;另一种是 H_{0n} 和 E_{1n} 之间的简并,它们的截止波长相等。偏振简并的存在,表明在圆波导中传输这些模时,当圆波导存在一定的机械公差时,偏振面容易

表 6.1.1 圆型波导的截止波长

$H(TE)$ 波		$E(TH)$ 波	
波 型	截 止 波 长 λ_c	波 型	截 止 波 长 λ_c
H_{01}	$0.82d$	E_{01}	$1.31d$
H_{02}	$0.45d$	E_{02}	$0.57d$
H_{03}	$0.31d$	E_{03}	$0.36d$
H_{11}	$1.705d$	E_{11}	$0.82d$
H_{12}	$0.59d$	E_{12}	$0.45d$
H_{13}	$0.37d$	E_{13}	$0.31d$
H_{21}	$1.03d$	E_{21}	$0.61d$
H_{22}	$0.47d$	E_{22}	$0.375d$

发生旋转, 这对微波传输是不利的。正是由于这个原因, H_{11} 模 (它存在偏振简并) 虽然是圆波导的主模, 在一般情况下都不采用它来传输能量。

在前面的分析中, 我们没有考虑波导的损耗及由损耗而引起波的衰减。实际上, 电磁波在波导中传输时, 由于波导内表面有切向磁场, 它在内表面产生传导电流; 而且由于金属壁表面存在电阻, 电流在其上将产生热损耗, 从而使电磁波的能量随着传输距离的增加而减小。通过计算可以求得矩形波导 TE_{m0} 波的衰减系数 α 为:

$$\alpha = \frac{R_s}{bZ_{w0}\sqrt{1-(f_c/f)^2}} \left[1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{f_c}{f} \right)^2 \right]; \quad (6.1.36a)$$

圆波导 TE_{mn} 模的衰减系数 α 为:

$$\alpha = \frac{2R_s}{dZ_{w0}\sqrt{1-(f_c/f)^2}} \left[\left(\frac{f_c}{f} \right)^2 + \frac{m^2}{\mu_{mn}^2 - m^2} \right], \quad (6.1.36b)$$

其中

$$R_s = \sqrt{\frac{\pi f \mu}{\sigma}} \quad (\Omega \cdot m^{-2})$$

为波导内表面的表面电阻; μ_{mn} 是 m 阶贝塞尔函数导数的第 n 个根。由此可知, 为减少微波在波导中的损耗, 要求: (1) 必须选择电导率高的金属做波导内表面, 所以一般选用紫铜做波导材料。(2) 波导内表面的加工要有足够的表面光洁度, 通常要求光洁度在 $\nabla 7$ 以上。(3) 内表面要保持清洁, 以避免其电导率下降; 为了防腐蚀, 常在波导镀层上涂上特殊的抗腐高频漆。(4) 选择适当的传输波型, 使其耗损最小。这里要特别指出, 一般矩形波导和圆波导的各种波型的衰减系数 α 都随频率的增大而迅速地增大, 而圆波导的 TE_{01} 模却具有一个非常突出的特点: 它的场分布使得波导壁上无纵向电流存在, 管壁电流又沿圆周方向流动, 并且当传输的功率一定时, 随着频率的升高, 管壁的热损耗将单调下降 (如图 6.1.5 所示), 这使得它特别适用于毫米波的远距离传输。因而 H_{01} (即 TE_{01}) 模圆波导是目前毫米波波导传输的最有效的结构形式。在毫米波段, 标准圆波导的 TE_{01} 模的理论衰减约为矩形波导衰减的 $1/4 \sim 1/8$ 。不过, TE_{01} 模不是圆波导的主模, 在使用时要设法抑制其它模。此外, 还应当选择合适的波导尺寸; 从减小损耗考虑, 波导的尺寸 a, b, d 应选大些; 但另一方面所选的波导尺寸必须保证在工作频率范围内只有单模传输。例如, 对于矩形波导, 均采用主模 TE_{01} 模工作, 为保证其单模传输, 要求:

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda, \quad 0 < b < \frac{\lambda}{2}。$$

综合上述各要求, 一般选择:

$$a = 0.7\lambda, \quad b = (0.4 \sim 0.5)a。$$

一般波导尺寸已标准化, 不需另行设计, 只需视情况选用就行了。表 6.1.2 列出了一部分我国标准矩形波导的主要参数。

从上述讨论可以看出, 采用主模 (H_{10} 模) 传输的标准矩形波导, 随着波长的减小, 其尺寸越来越小, 从而使其传输损耗越来越大。例如, 设计用于传输频带为 $114 \sim 173$ GHz 的标准矩形铜波导 ($1.651 \text{ mm} \times 0.826 \text{ mm}$), 按 (6.1.36a) 式计算, 其中心频率的衰减系数为

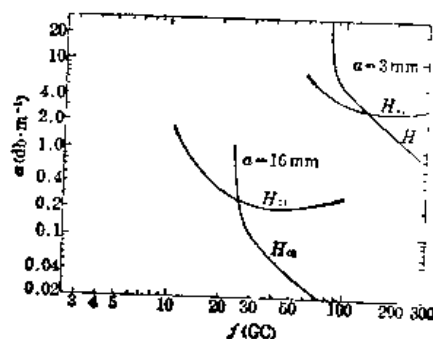


图 6.1.5 圆波导高频端的衰减系数

5.25 db/m, 由此可见, 当利用它长距离传输频率为 140 GHz 的微波时, 其损失是相当可观的。因此, 当波长小于 1 cm 时, 标准矩形波导就不再适于用做长距离传输线。在这种情况下, 为降低损耗, 可采用大尺寸的矩形波导(称为过模波导), 它具有低损耗、功率容量大、成本低的优点。表 6.1.3 作为一个例子, 给出了标准矩形波导的损耗和过模波导损耗的比较, 由表可看出, 过模波导的损耗比标准波导低得多。通常在过模波导传输系统中, 在发射喇叭天线和接收天线附近的波导仍用标准波导, 标准波导和过模波导之间用棱锥形的过渡段(它可用电铸成型的方法制成)连接, 在过渡段可能会由于模式的共振效应而激起强的不需要的波模, 而造成大的传输损耗, 不过这种模式效应可以很容易地用简单的滤波器滤除, 从而使其损耗仍很小。不过过模波导是在多模条件下工作, 波导的任何缺陷都会强烈地产生高次模, 因此对过模波导的制造和连接精度要求很高。此外, 采用过模波导传输会使波在其内的传播近似于在自由空间的传播, 即为“准光学”传播, 因而过模波导电路中的一些部件常常采用准光学的方法设计, 即构成了准光学部件, 我们将在另一节中介绍这类准光学部件。

表 6.1.2 我国标准矩形波导规格

型 号	主模频率范围 (GHz)	截 止 频 率 (MHz)	结构尺寸 (mm)			衰减 (db/m)		击 穿 功 率 (空气击穿场强 为 30kV/cm)
			宽度 a	高度 b	壁厚 t	理论值	最大值	
BJ-32	2.60~3.95	2077.9	72.14	34.04	2	0.0189	0.025	10.92MW
40	3.23~4.90	2576.9	58.20	29.10	1.5	0.0249	0.032	7.533
48	3.94~5.99	3152.4	47.55	22.15	1.5	0.0355	0.046	4.685
56	4.64~7.05	3711.2	40.40	20.20	1.5	0.0431	0.056	3.630
70	5.38~8.17	4301.2	34.85	15.80	1.5	0.0576	0.075	2.449
84	6.57~9.99	5259.7	28.50	12.60	1.5	0.0794	0.103	1.597
100	8.20~12.5	6557.1	22.86	10.16	1	0.110	0.143	1.033
120	9.84~15.0	7868.6	19.05	9.52	1	0.133		806.7kW
140	11.9~18.0	9487.7	15.80	7.90	1	0.176		555.2
180	14.5~22.0	11571	12.96	6.48	1	0.238		373.6
220	17.6~26.7	14051	10.67	4.32	1	0.370		205.0
260	21.7~33.0	17357	8.64	4.32	1	0.435		168.0
320	26.4~40.0	21077	7.112	3.556	1	0.583		112.5
400	32.9~50.1	26344	5.690	2.845	1	0.815		72.00
500	39.2~59.6	31392	4.775	2.388	1	1.060		50.72
620	49.8~75.8	39977	3.759	1.880	1	1.52		31.43
740	60.5~91.9	48369	3.099	1.549	1	2.03		21.35
900	73.8~112	59014	2.540	1.270	1	2.74		14.35
1200	92.2~140	73768	2.032	1.016	1	3.82		9.183

表 6.1.3 标准和过模波导损耗比较

频 率 (GHz)	银 标 准 波 导 损 耗 (db/10m)	铜过模波导(50.8×25.4mm ²)损耗(db/10m)	
		计算值	测量值
70	13.5	0.92	1.31
140	32.5	1.31	1.97

和 TEM 波传输线相类似, 在波导中传输的微波, 当遇到波导横截面不连续或遇到障碍物时, 也会发生波的反射现象。因而, 在这里也必须研究波导中的行波、反射和驻波现象, 以

及波导的阻抗匹配问题。当然,也可用电磁场理论来研究这些问题,但这样做太复杂了,使得问题难以求解,或者难以得到简单有用的结论。这里,我们可以利用波导和传输线传输特性的类似性,采用等效电压、等效电流和等效阻抗的概念,从而可以采用电路分析的方法来研究波导传输中波反射等问题,使问题得到大大的简化。在矩形波导中,通常定义波导截面从上宽边的中点到底宽边中点的电场的线积分为波导等效电压;而定义顶面上的总纵向电流为波导等效电流,对于矩形波导主模—— TE_{10} 模,由 (6.1.26) 式可求得它的等效电压和等效电流分别为:

$$V_e^+ = \int_b^0 [E_y]_{x=\frac{a}{2}} dy = -b E_0 \exp(-j\beta z);$$

$$I_e^+ = \int_0^a H_x dx = -\frac{2a}{\pi} \frac{\beta}{\omega\mu} E_0 \exp(-j\beta z)。$$

由电路理论可知,求等效阻抗有三种方法,即

$$Z_e = \frac{V_e^+}{I_e^+}; \quad Z_e = \frac{2P}{|I_e^+|^2}; \quad Z_e = \frac{|V_e^+|^2}{2P},$$

其中 P 为传输功率。当传输 TE_{10} 模时,其平均传输功率为

$$P = \frac{ab}{4} \frac{\beta}{\omega\mu} E_0^2。$$

由此可求得矩形波导传输 TE_{10} 模时的等效阻抗的三种表达式为:

$$Z_e = \frac{V_e^+}{I_e^+} = \frac{\pi}{2} \frac{b}{a} \frac{Z_{w0}}{\sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2}};$$

$$Z_e = \frac{2P}{|I_e^+|^2} = \frac{\pi^2}{8} \frac{b}{a} \frac{Z_{w0}}{\sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2}};$$

$$Z_e = \frac{|V_e^+|^2}{2P} = 2 \frac{b}{a} \frac{Z_{w0}}{\sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2}}。$$

此外,还可均方根值来定义波导电流和电压,并由此可得到等效阻抗的第四种表达式为:

$$Z_e = \frac{b}{a} \frac{Z_{w0}}{\sqrt{1 - (\lambda_0/2a)^2}}。 \quad (6.1.37)$$

由上述几个表达式可看到,用不同的等效方法得到的等效阻抗的差别仅在于数字系数。由于在计算波导系统阻抗时,所需要的不是绝对值,而是相对值,因此为简单起见,通常取 (6.1.37) 式为矩形波导传输 TE_{10} 模时的等效阻抗。由于 Z_e 不仅与宽边 a 尺寸有关,而且还与窄边尺寸 b 有关,因而可用它作为波导等效特性阻抗来研究波导传输中波的反射问题。若均匀波导的长度为 \mathcal{L} , 其终端等效负载阻抗为 Z_{Le} , 则类似地我们可定义终端反射系数为

$$\tilde{\rho} = \frac{\tilde{V}_e^-(\mathcal{L})}{\tilde{V}_e^+(\mathcal{L})} = \frac{\tilde{I}_e^-(\mathcal{L})}{\tilde{I}_e^+(\mathcal{L})} = \frac{Z_{Le} - Z_{e0}}{Z_{Le} + Z_{e0}}。$$

由此可见,当终端阻抗完全匹配时,即 $Z_{Le} = Z_{e0}$, 则没有反射,因而波导中传输的是纯行波。当终端负载不匹配时,波在终端发生反射,两个传输方向相反的同波型的波相迭加,同样会形成驻波或部分驻波,其驻波波长为 λ_g 。同样,我们也可用驻波比来表征波导中的驻波成分的大小:

$$S = \frac{\tilde{V}_{e\max}}{\tilde{V}_{e\min}} = \frac{|\tilde{V}_e^+| + |\tilde{V}_e^-|}{|\tilde{V}_e^+| - |\tilde{V}_e^-|} = \frac{1 + |\tilde{\rho}|}{1 - |\tilde{\rho}|}。$$

当终端接金属板制成的短路活塞时, $\rho = -1$, 则 $s \rightarrow \infty$ 。这时波导中的电磁波就成为纯粹的驻波, 它的输入阻抗与短路同轴线类似, 随着波导长度的变化可以有很大的变化范围:

$$Z_{ie} = j\tilde{Z}_{ce} \operatorname{tg} \frac{2\pi L}{\lambda_g}。$$

用短路活塞来调节短路波导长度, 就可以调节波导的等效输入阻抗。当波导长度等于 $(n + \frac{1}{4})\lambda_g$ 时, 其等效输入阻抗也具有阻抗变换特性:

$$\tilde{Z}_{ie} = \left(\frac{\tilde{Z}_{ce}}{\tilde{Z}_{Le}} \right)^2 \tilde{Z}_{Le}。$$

因此, $\frac{\lambda_g}{4}$ 长的短路波导在波导电路中得到了广泛的应用。

在波导中激励所需的波型, 可以有各种方法。例如, 当用同轴线将微波输入波导中, 可以使同轴线外导体和波导连接, 而将芯线延伸波导中, 此称为探针。如果探针是直线的, 并且它沿着电力线方向放在所需激励的波型的电场最强处, 这时它是电激励; 当探针位置与短路活塞的距离约为 $\frac{\lambda_g}{4}$ 时, 可得到最强的电激励。如果伸入波导的芯线是弯成小环, 其端点与外导体连接成线环, 且把线环放在所需激励波型的磁场最强处, 而且它的平面垂直于磁场线, 则它是磁激励, 并可得到最强的磁激励。如果由谐振腔或一个波导向另一个波导输入微波, 可以在它们的公共壁上开一定形状的窗口, 也可以实现波导的激励。如果窗口开在波导的电场或磁场的最强处, 并且使激励的和被激励的波导的电磁场方向一致, 就可以得到强的耦合。

§ 6.1.3 微波发生器

在等离子体诊断中所用的微波发生器的波长范围大致在厘米和毫米波段, 功率在几至几百毫瓦以上。下面我们简单介绍两种在等离子体诊断中常用的微波发生器。

反射速调管 它是低功率管, 输出功率一般在 5~500 mW 量级, 个别可达 1W 以上,

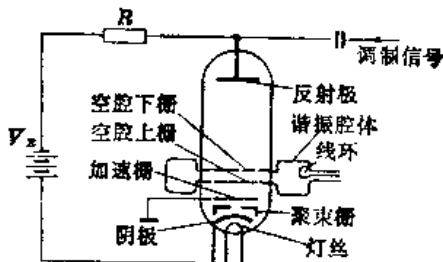


图 6.1.6 反射速调管结构示意图

但工作频率可达 100 GHz 以上, 它很适合于等离子体诊断用。图 6.1.6 是反射速调管的结构示意图。它是由电子枪、谐振腔和反射电极与减速空间所组成。电子枪是由灯丝、阴极、聚束栅极和加速栅极所组成, 用来发射、形成和加速电子束。谐振腔是由上、下栅网和腔体所组成, 上、下栅网可以让电子束通过谐振腔, 而进入上部的减速空间, 并对通过它的电子流加以速度

调制; 而且栅网和腔体构成谐振系统, 等效于一个高 Q 值的谐振电路。一般加速栅和腔体接地电位, 而反射极是接负电位, 它比阴极的电位 ($-V_k$) 还低, 它们之间的电位差为 $-V_R$, 因而在上栅网和反射极之间的空间形成一个强的减速电场。其工作过程如下所述。

从电子枪发射的电子流, 在加速栅和阴极之间的加速电场作用下, 穿过下栅网飞入谐振腔, 并在谐振腔中激起微弱的交变电磁场, 由于谐振腔的谐振作用, 使与腔的谐振频率相同的频率分量增强。这样频率的交变电场加在栅极间, 对飞入腔内的电子流就起了速度调制作用, 它使不同时刻飞出上栅网的电子具有不同的初速度。被调速后的电子穿过上栅网而进入减速空间, 它们在强的减速电场作用下被减速, 直到速度为零, 然后被反向加速而返回

谐振腔。电子在减速空间中的逗留时间,称为电子渡越时间 τ_d 。显然, τ_d 与上、下栅网间的瞬时交变电位差 V_m 以及反射极与阴极间的电位差 V_R 都有关。在 V_R 值一定时,电子离开上栅网时的初速度越大, τ_d 将越长。因而,在 V_m 的正峰值时离开上栅网的电子,其 τ_d 将是最长的,而在 V_m 的负峰值时离开上栅网的电子的 τ_d 将是最短的,在它们之间离开上栅网的电子的 τ_d 值将在上述两极值之间。这样,使得它们返回谐振腔的时刻相接近,即发生所谓电子群聚现象。如图 6.1.7 所示,在 a 、 b 、 c 时刻离开上栅网的电子是几乎同时返回谐振腔的。因此,返回谐振腔的电子电流是脉冲电流,它包含有频率与谐振频率相同的基波分量。如果控制反射极电压 V_R ,使群聚电子正好是在栅压 V_m 的正半周时返回谐振腔,于是它们在栅极间受到减速,部分动能将转变成交变电磁场的能量,使谐振腔中交变电磁场的幅度增大,这相当于正反馈。这样不断反复循环,最后使谐振腔建立起平衡的自激振荡。因此,为了使群聚电子的正反馈作用最强,并从而使其达到最强的平衡振荡,群聚电子返回谐振腔时间应当恰好在 V_m 的正峰值处,即 $\tau_d(V_m=0)$ 时飞出的电子的渡越时间)应满足下述条件:

$$\tau_d = \left(n + \frac{3}{4}\right) / f, \quad (6.1.38)$$

式中 n 为正整数, f 为振荡频率,它基本上等于谐振腔的谐振频率 f_0 。反射极电压 V_R 对 τ_d 值影响很大,改变 V_R 值可使 τ_d 对应于不同的 n 值,从而可使速调管工作于不同的振荡区。可以选择适当的 V_R 值,使速调管工作于输出功率较大的振荡区。此外,在同一振荡区(同一 n 值)内,改变反射极电压 V_R ,还可实现频率调变,此称为电调谐。不过它的频率调变范围 $4f$ 是很窄的,一般只有中心频率的千分之几。要实现频率粗调,可以用机械的方法改变谐振腔的体积,从而改变谐振腔的谐振频率 f_0 ,此称为机械调谐。厘米波段反射速调管的输出,一般采用小环耦合由同轴线引出;而毫米波段反射速调管,则采用谐振腔与波导之间的小孔耦合的方法引出。

行波管 行波管既可作振荡器,也可作微波放大器,在微波测量中,常用它作前置放大器,其优点是噪声低、频带宽。低噪声行波管的噪声系数可达 4 分贝以下,而其频带宽度可达倍频程,这是其它微波放大器所难以比拟的。不过由于它需要聚焦磁场,所以与速调管相比,显得重量大,价格也比较贵。行波管有多种型式,其基本原理和速调管有类似之处,也是由电子枪发射的电子束与微波电磁场相互作用中,电子将能量传递给电磁场,因而产生激励与放大。所不同的是,速调管只在上、下栅网间进行能量交换,而行波管是在一个长距离内进行,因此电磁波将以行波形式传播,其行波速度与电子束运动速度同步。图 6.1.8 示意画出了一行波放大管的基本结构图,它主要由以下几部分组成:电子枪、慢波系统、能量传送装置、聚焦系统和收集极。电子枪由灯丝、阴极、聚焦极、阳极等组成,它提供有一定尺寸与形状的电子束,并使电子束有足够的能量沿着螺旋线的轴线通过并与慢波系统的高频电场相互作用。慢波系统是为了使电磁行波的相速度减慢,以致可以与电子束速度同步,它一般是一个用钼丝绕制成的螺旋线,行波在其中的相速基本上与频率无关,因此可以是宽频带放大。作为放大器的输入微波通过波导或同轴线输入到慢波系统的输入端,电磁波将沿着

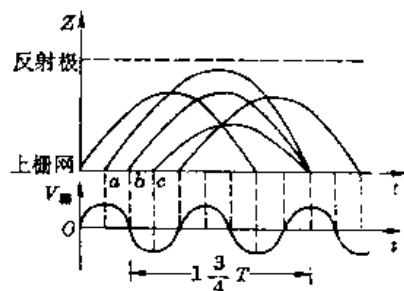


图 6.1.7 反射速调管中
电子群聚现象

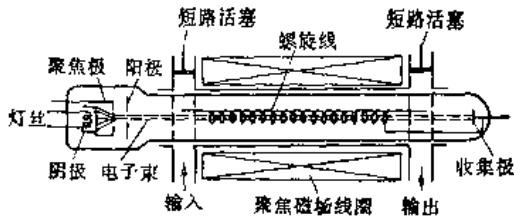


图 6.1.8 行波放大管

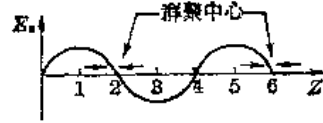


图 6.1.9 行波管的电子群聚

慢波系统(z 方向)以慢速运动。在慢波系统上传播的是 TM 波,设其在某一时刻的纵向电场分布如图 6.1.9 所示。如果选择电子枪的加速电压,使电子束在慢波系统内与电磁行波同步前进,这时电子束在纵向电场 E_z 的作用下也会发生群聚现象。如图 6.1.9 所示,由于在 2、4、6 点处 $E_z=0$, 这些点上的电子将不受电场的作用,因而将以恒定的速度和电磁波同步前进,而处于 0~2 之间的电子受到电场加速,处于 2~4 之间的电子受到电场减速,结果它们都将向 2 点聚集。不过如果电子速度正好等于行波的相速,电子都将聚集在纵向电场 E_z 为零的部分,这样电子就不能和行波发生有效的相互作用,行波的能量也就得不到放大。因此,必须使电子速度稍大于行波的相速,使群聚中心都处于纵向电场的负半周,这样才能使电子群不断受到电场的减速,也就是将其一部分动能传递给行波,使行波在传输过程中不断地从电子处得到能量,从而在输出端得到放大的电磁波。放大后的波可以用波导或同轴线通过适当的耦合而输出。图 6.1.8 中波导上端的 $\frac{\lambda}{4}$ 短路活塞可以调整,使波导和慢波系统间的阻抗匹配。此外,行波管作为放大器,还必须避免自振,这也就要求避免产生反射波。由于阻抗匹配不可能很理想,因此,往往还需要在慢波系统中引入一些损耗,以吸收反射波,使放大器工作稳定。为了使电子束在长的行程中不致和慢波系统碰撞,常常需要加入聚焦系统,图 6.1.8 中的聚焦磁场就是起这种作用。图中的收集极是用来收集电子,使电子流形成一个回路。

若行波管作为振荡器,就要依靠波的反射来形成反馈,一种常用的行波振荡管称为返波管。返波管的结构和图 6.1.8 的行波管是相类似的,其主要的区别在于慢波系统的结构不同。返波管采用双螺线或其它形式的金属慢波系统;此外,其输出端在靠近电子枪一端,即在和行波管的输入端相当的位置。它没有输入端,在与行波管的收集极相应的一端,加入一个全匹配负载(吸收器)。返波管中电磁波的主波方向和行波管中的主波方向相反,而电子束是与空间谐波的第一返波同步相互作用的。为了产生空间谐波,在慢波系统中需要有周期性的不均匀结构。返波管可工作在 0.5~220 GHz 的频率范围,它的主要优点是有宽广的电子调谐频带,它可以通过改变加速电压的方法来调变振荡频率,调节很方便,而且频率调变范围很容易达到中心频率的 $\pm(20\sim30)\%$ 。返波管的缺点是效率很低,输出功率一般在几瓦以内,而且随着加速电压的调节,其输出功率也有较大幅度的变化。

§ 6.1.4 微波的检测

用微波探针进行等离子体诊断时,所接收的微波信号常常是微弱的,并且有时还是快速变化的,所以需要有灵敏度高、时间响应快的微波检测仪器。下面我们简单地介绍几种常用的微波检测仪器。

检波器 微波检测的最基本方法,就是利用点接触半导体二极管进行检波,然后,将所得到的直流或低频(称为视频)电压(或电流)用普通的电子学方法进行放大和测量。微波检

波二极管是检波器的关键元件，它是用极细的金属丝（例如钨丝）和一块半导体（硅、锗或 III-V 族化合物半导体）相接触而形成的。在使用时，常将检波二极管安装在同轴线或波导内，当频率高于 10 GHz 时，往往二极管本身就和波导组合在一起，图 6.1.10a 就是这类检波二极管的结构示意图。它的等效电路如图 6.1.10b、c 所示， L 是触针电感， C_M 是管座电容， R_s 是串联扩散电阻， R 和 C 是势垒层电阻和电容，它们是随偏压和输入功率而变的。图中也给出了这些参数的参考值，其中 R 和 C 是零偏压条件下小信号的数值。对检波起主要作用的等效电路如图 6.1.10c 所示，其中 R_s 和 C 的值可表示为：

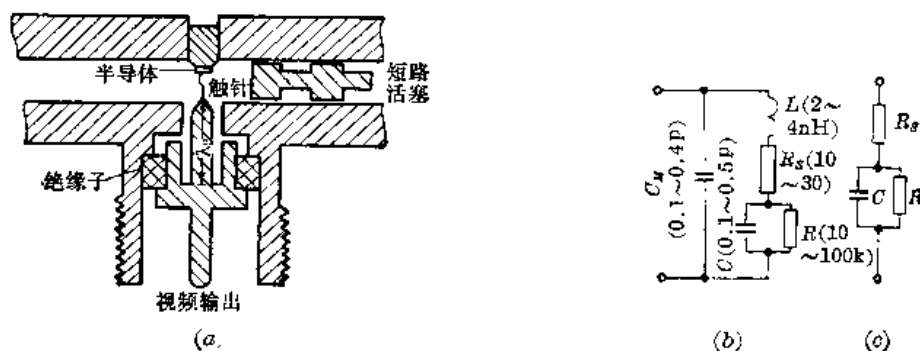


图 6.1.10 检波二极管(a)及其等效电路(b)、(c)

$$\left. \begin{aligned} R_s &= \frac{\rho}{4r}, \quad \rho = \frac{1}{Ne\mu}, \\ C &= \pi r^2 \left\{ \frac{\epsilon_0 \epsilon_r Ne}{2[\phi - (v - iR_s)]} \right\}^{1/2}, \\ C_0 &= \pi r^2 \left[\frac{\epsilon_0 \epsilon_r Ne}{2\phi} \right]^{1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (6.1.39)$$

式中 ρ 是半导体的电阻率， r 是金属鬚接触点的半径， N 和 μ 是半导体中多数载流子密度和迁移率， e 是电子电荷， ϵ_r 是半导体相对介电常数， ϕ 是接触点势垒电压， C_0 是偏压为零时的势垒层电容。表 6.1.4 给出了毫米波段检波二极管的典型特征参数。点接触二极管的伏安特性大致如图 6.1.11 所示，这个伏安特性也可以用下式近似表示：

表 6.1.4 硅、锗、砷化镓点接触二极管的特性

材 料	$N(\text{cm}^{-3})$ (最佳值)	$\mu(\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	$\rho(\Omega \cdot \text{cm})$	ϵ_r	$\phi(\text{V})$	$C_0(\text{pF})$	截止频率(GHz) $f_{co} = \frac{1}{2\pi R_s C_0}$
P 型硅	5×10^{18}	70	0.018	12	0.3	0.059	75
N 型锗	2×10^{18}	800	0.004	16	0.3	0.043	460
N 型 GaAs	2×10^{17}	4500	0.007	11	0.3	0.007	1600

$$i = A \{ \exp[\alpha(v - iR_s)] - 1 \}, \quad (6.1.40)$$

其中 A 和 α 为常数， v 和 i 为工作电压和电流。二极管的检波作用，就是利用它在偏置电压不同时势垒电阻 R 不同的特性。从图 6.1.11 可以看出，当二极管加上一个小的正向偏压时，有较好的检波特性，但是同时噪声也会增加。所以一般只加很小的正向偏流（例如微安量级），或者就在零偏压下应用。当微波信号加到二极管两端时，就会有单向直流或视频电流通过二极管。在微波输入功率较小的情况下，检波短路电流近似地与输入电压的平方成正比，此称为平方律检波特性。这就是说，检波短路电流与二极管所接收的功率 P 成正

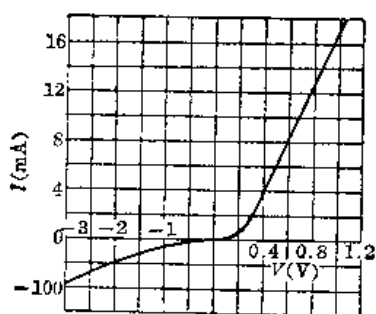


图 6.1.11 检波二极管的伏安特性

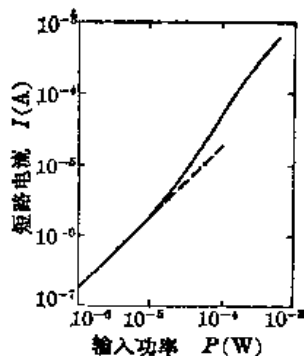


图 6.1.12 检波二极管的检波短路电流与输入功率的关系曲线

比。图 6.1.12 作为例子给出了 I 与 P 关系曲线, 我们常称比值 I/P 为检波器的电流灵敏度, 它的典型值大致在 $0.2 \sim 10 \mu\text{A}/\mu\text{W}$ 范围。当微波频率超过二极管的截止频率时, 二极管就丧失其检波特性, 所以检波器的灵敏度与频率有关, 如图 6.1.13 所示。检波器所能测量的最小微波功率取决于信噪比。它一方面决定于二极管的性能(常用所谓“优值”表示), 另一方面也与检波后的视频带宽 Δf 有关。图 6.1.14 给出了检波器可测的最小微波功率与二极管优值及视频带宽 Δf 的关系曲线。在使用微波检波二极管时, 必须注意其烧毁问题, 手册上常给出二极管的烧毁能量, 它一般在几个尔格以下, 有的甚至低至 0.02 尔格, 人体与它接触时都可能使它损坏。因此为了避免二极管的损坏, 在安装时必须使装置接地, 而且人体也必须处于地电位。

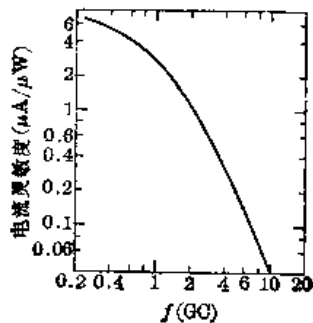


图 6.1.13 检波器电流灵敏度与频率的关系曲线

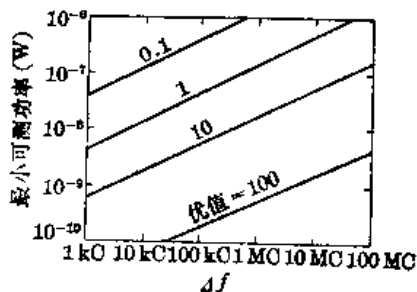


图 6.1.14 检波器可测的最小功率与视频带宽 Δf 及二极管优值的关系

混频接收器 和无线电波的情况相类似, 采用外差方法检测微波的灵敏度可以比直接检波方法高得多。在这种情况下, 晶体二极管是作为混频器用。当在二极管上加上角频率为 ω_0 的本机振荡信号时, 它的等效电导 g 将随本机振荡信号的瞬时功率而变化, 并可将其按傅里叶级数展开:

$$g = g_0 + g_1 \cos \omega_0 t + g_2 \cos 2\omega_0 t + \dots$$

如果在二极管上同时加上一个小信号电压 $e_a \sin \omega_s t$, 那么二极管的电流为:

$$i = g e_a \sin \omega_s t = g_0 e_a \sin \omega_s t + \frac{1}{2} e_a \sum_{n=1}^{\infty} [g_n \sin(\omega_s + n\omega_0)t + g_n \sin(\omega_s - n\omega_0)t] \quad (6.1.41)$$

这样, 在混频器输出端就得到频率为 $(\omega_s \pm n\omega_0)$ 的各种混频信号。用选频放大器就可以选出其中一种中频信号, 它经放大后再检波就可以得到视频信号。当信号频率超过 100 GHz 时,

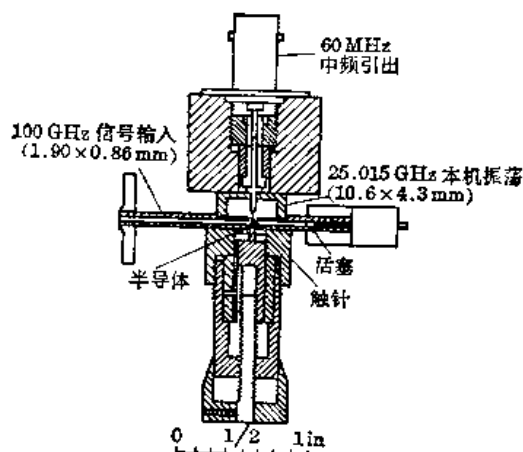


图 6.1.15 混频器
结构示意图

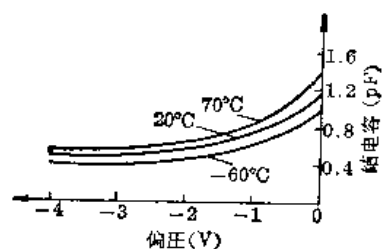


图 6.1.16 变容二极管的结电容
随偏压变化的曲线

利用本机振荡信号的高次谐波进行混频是有利的。这时,本机振荡源的频率可以较低,从而容易地得到功率足够大的信号源。图 6.1.15 是实用的混频器结构的一个例子, 100 GHz 的待测信号由左侧的波导引入, 25.015 GHz 的本机振荡信号由右侧波导引入, 它们通过混频二极管混频后, 就可以得到 100 GHz 信号与 25.015 GHz 本机振荡信号的四次谐波的差频信号, 即频率为 60 MHz 的中频信号。为了提高变频效率, 同时又不使噪声增加得太大, 一般使混频二极管的偏流为 0.2~0.6 mA, 这大致相当于本机振荡功率为 1 mW 左右。若视频带宽为 2~10 MHz 时, 可采用的中频频率范围为 30~60 MHz。在测量中, 当本机振荡频率只需要作小范围调变时, 可用反射式速调管作本机振荡管, 当本机振荡频率需要作较大范围调变时, 则需用返波管做振荡管。

参量放大器 参量放大器和上述的混频器相类似, 只是它所用的不是可变电阻器, 而是可变电抗器。其中最成功的参量放大器就是利用半导体变容二极管作为非线性电抗器, 它的结电容可随外加偏压的变化而非线性变化, 如图 6.1.16 所示。若频率为 ω_0 的待测信号, 及频率为 ω_s 的本机振荡信号, 同时输入参量放大器, 则其输出信号频率可以是

$$\omega_{\pm} = \omega_0 + \omega_s \quad \text{或} \quad \omega_{\mp} = \omega_0 - \omega_s,$$

它们分别称为上边带放大器和下边带放大器。这种参量放大器与上述的变频器不同, 它们的输出信号频率 ω_{\pm} 和 ω_{\mp} , 在通常情况下 (只要 $\omega_0 > 2\omega_s$) 都比 ω_s 大得多, 而且具有一定的功率增益。在下边带放大器中, 当 $\omega_0 = 2\omega_s$ 时, 则其输出信号频率 $\omega_{\mp} = \omega_s$, 且这时可变电抗器具有负阻特性, 故有时也称它为负阻放大器。因此输入信号经负阻放大后, 可以得到与输入信号同频率的、放大了的输出信号。在毫米波段, 通常是应用下边带放大器, 这是因为只要 $\omega_0 < 2\omega_s$, 其输出信号频率就可以比信号频率 ω_s 小, 而且增益可以做到无限高 (但要牺牲频带宽度); 而上边带放大器在毫米波段就几乎不用了, 除了其输出频率高外, 更重要的是其增益不能达到很大, 不足以淹没第二级的噪声。但应用这种负阻放大器时, 要注意防止反射波的反馈而引起的自振。防止自振有各种办法, 其中之一是利用环行器防止反馈, 图 6.1.17 是这类负阻放大器结构及其示意图。其中圆盘电容和同轴线与二极管的电感、电容一起组成谐振电路, 谐振频率为 $\omega_{\mp} = \omega_s$; 低通滤波器是用来抑制频率为 ω_0 和 ω_{\pm} 的信号; 而传输本机振荡信号 ω_0 的波导能抑制 ω_{\mp} 和 ω_s 。这样, 从环行器 1 端输入的频率为 ω_s 的信号, 由 2 端下达二极管, 同时从左端波导输入本机振荡信号 ($\omega_0 = 2\omega_s$), 则经负阻放大后在谐振腔

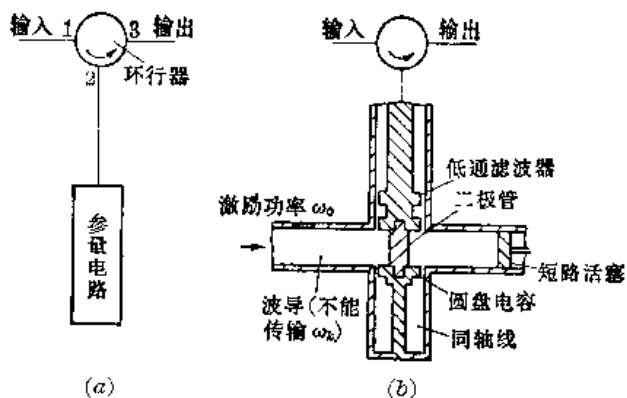


图 6.1.17 负参量放大器结构示意图

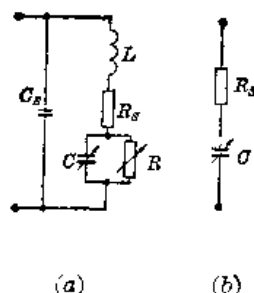


图 6.1.18 变容二极管等效电路

内得到放大的频率为 ω_0 的信号,它通过环形器的 2 端,最后经 3 端输出。

变容二极管的等效电路如图 6.1.18a 所示。其中 R 、 C 分别为势垒电阻和电容, R_s 为串联电阻, L 和 C_s 分别为安装电感和电容。不过二极管工作时处于反向偏置状态,势垒电阻 R 可以忽略,而 L 和 C_s 可用外部电路抵销,所以其简化的等效电路如图 6.1.18b 所示。我们定义变容二极管的 Q 值为:

$$Q = \frac{1}{\omega C_0 R_s}, \quad (6.1.42)$$

其中 C_0 为零偏压下的势垒电容。当 $Q=1$ 时,相应的频率称为截止频率:

$$f_c = \frac{1}{2\pi C_0 R_s}. \quad (6.1.43)$$

并且定义二极管的优值为

$$M = 2\pi f_c \frac{C_0 - C_m}{\frac{1}{2}(C_0 + C_m)}, \quad (6.1.44)$$

式中 C_m 为击穿电压下的势垒电容,上式中的分式因子代表二极管电容的变化率。该优值是衡量变容二极管用作参量放大管的特性的重要参数。由于变容二极管工作时不通过直流电流,所以噪声很低,这是它的突出优点。我们常用噪声温度来表征二极管的噪声电平,它的定义为:

$$T_{\text{eq}} = \frac{P_m}{k\Delta f}, \quad (6.1.45)$$

式中 P_m 为最小可测功率, k 为玻耳兹曼常数, Δf 为视频带宽。参量放大器的 T_{eq} 在室温附近(300K),如果用液氮冷却, T_{eq} 甚至可降到 80K,而前述的混频接收机的 T_{eq} 相当于几千度,视频检波器的 T_{eq} 就更高了。

量子放大器 它也称为“脉泽”,即“受激发射微波放大器”,它的工作原理和激光器是类似的,实际上它是激光器的前身。在低温下它可以有极低的噪声,原则上讲,当达到 0K 时,它可以探测单个微波量子。由于目前它在等离子体诊断中尚未得到广泛应用,故在此不作详细介绍了。

§ 6.1.5 其它几种微波元件

谐振腔 谐振腔相当于低频电路的 LC 谐振回路,是微波发生器和微波电路中不可缺少的元件。实际上它就是一个闭合的金属腔体,可以由端面短路的波导组成,也可以是其它形式,例如图 6.1.6 反射速调管中的谐振腔是指环式谐振腔。电磁波在谐振腔中主要以驻

波形式存在,各点电能和磁能相互交替,能量几乎不传输,且损耗很小。谐振腔的主要参数是:(1)谐振频率或谐振波长;(2) Q 值的意义和其它谐振部件一样,即存贮的能量与每一周期损耗的能量之比值。由于密闭谐振腔没有辐射损失,而电流流过的表面积也大,焦耳能耗也小,所以 Q 值可达到很大(例如 10^5)。显然,谐振腔的体积与表面积之比越大,越容易得到大的 Q 值。当谐振腔与其它部件耦合时,有能量传输,即有负载时,相应的 Q 值要减小。关于谐振频率,我们可以以波导式谐振腔为例来分析。前面讲过,电磁波在波导中可以 H_{mn} 或 E_{mn} 波型传输。当一端短路时,就发生全反射形成驻波。短路点为电压的波节、电流的波腹。如果另一端也在另一个电压的波节、电流的波腹处短路,就会形成稳定的驻波,也就是达到谐振。因此谐振条件为:

$$\mathcal{L} = l \frac{\lambda_g}{2}, \quad (6.1.46)$$

式中 \mathcal{L} 为波导长度, l 为整数,因此驻波波型可写为 E_{mnl} 或 H_{mnl} 。对于矩形波导谐振腔,最常用的谐振模式为 H_{101} ,其谐振波长 λ_0 为:

$$(\lambda_0)_{H_{101}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{1}{a}\right)^2 + \left(\frac{1}{\mathcal{L}}\right)^2}} \quad (6.1.47a)$$

对于圆柱形波导谐振腔,常用的模式有 E_{010} 、 H_{111} 、 H_{011} ,它们的谐振波长分别为:

$$(\lambda_0)_{E_{010}} = 1.31d; \quad (6.1.47b)$$

$$(\lambda_0)_{H_{111}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{1.705d}\right)^2 + \left(\frac{1}{2\mathcal{L}}\right)^2}}; \quad (6.1.47c)$$

$$(\lambda_0)_{H_{011}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{0.82d}\right)^2 + \left(\frac{1}{2\mathcal{L}}\right)^2}} \quad (6.1.47d)$$

我们可以通过移动短路活塞改变腔长 \mathcal{L} ,来调节谐振波长 λ_0 。圆柱形波导谐振腔体积与表面积之比大于矩形波导谐振腔,因此可以有较高的 Q 值,特别是 H_{011} 模式的圆柱形波导谐振腔,它的表面电流仅沿着圆柱而的内壁环流,无纵向分量,因此短路活塞和腔体壁之间不需要有良好的电接触,可以有一定的空隙,在接触处没有损耗,因此其 Q 值可以更高。

分路元件 在微波传输技术中,经常要将一路微波功率分到几路传输,或者相反,将几路信号经一路混合输出。实现上述要求的元件称为波导的功率分路元件。常用的分路元件是 T 形分支及其变形。它的基本形式有两种,如图6.1.19a、c所示。图(a)形式的分路元件称为 E - T 分支,它的分支平面与矩形波导中 H_{10} 波的电场方向一致;图(b)表示一个 H_{10} 波由 E - T 分支的 E 端输入时,在分支处横电场的瞬时分布。其结果是在①和②端各有 $1/2$ 原输入功率的相位相反的 H_{10} 波输出。如果从①、②端输入同频率的 H_{10} 波,在对称面的

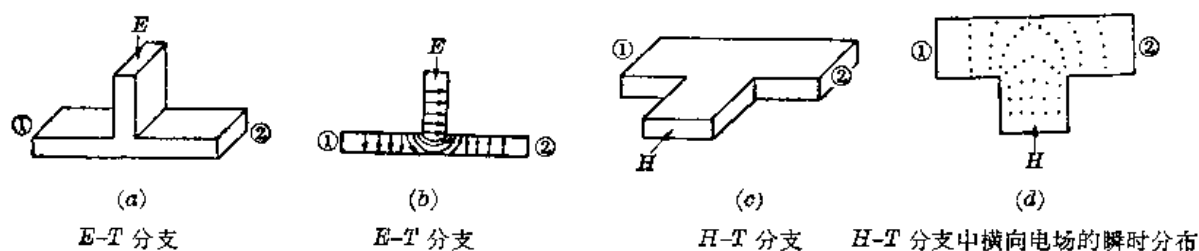


图 6.1.19 T 形分路元件

电场为同相位时, E 端输出的功率最小, 它等于两输入功率之差; 如果它们是反相的, 则 E 端输出功率最大, 等于两输入功率之和。图 6.1.19c 的分路元件称为 H - T 分支, 其分支平面和矩形波导中 H_{10} 波的磁场方向一致, 它也有与 E - T 分支类似的特性, 从 H 端输入的 H_{10} 波在分支处横向电场的瞬时分布如图 6.1.19d 所示(电力线垂直于纸面, 小点表示方向向外), 其结果是在 ①、② 端各有 $1/2$ 功率的同相位的 H_{10} 波输出。如果 ①、② 端输入同频率的波, 当它们在对称面上相位相同时, H 端输出它们的功率之和; 当相位相反时, 则 H 端输出它们的功率之差值。 T 形分支有各种变形, 图 6.1.20 所示的是一个双 T 分路元件, 是由具有共同对称平面的 E - T 分支和 H - T 分支所组成的, 它们保留有 E - T 和 H - T 分支的上述特性。 E 臂和 H 臂都调到匹配了的双 T 分支, 称为双匹配双 T , 它具有奇妙的特性, 有时称为魔 T , 是一个很有用的元件。我们用 V' 代表等效输入电压, V'' 代表等效输出电压, 则魔 T 的四个端口的输入、输出电压之间有下列简单关系:

$$\left. \begin{aligned} V_H'' &= \frac{1}{\sqrt{2}}(V_1' + V_2'); \\ V_E'' &= \frac{1}{\sqrt{2}}(V_1' - V_2'); \\ V_1'' &= \frac{1}{\sqrt{2}}(V_E' + V_H'); \\ V_2'' &= \frac{1}{\sqrt{2}}(V_E' - V_H'). \end{aligned} \right\} \quad (6.1.48)$$

或者

魔 T 具有双匹配双隔离的良好性能, 即当 E 、 H 臂匹配好后, 1 和 2 臂就自然匹配好, 这时 E 、 H 臂彼此隔离, 而且 1、2 臂间也是隔离的。图 6.1.21 是利用魔 T 作成的平衡式混频器示意图, 它的突出优点是本机振荡与天线之间有很好的隔离, 互不干扰。此外, T 形分支也可以用来比较相位, 因为当 1、2 端输入微波讯号时, H 端或 E 端的输出数值与 1、2 端信号间的相位差是有关的。

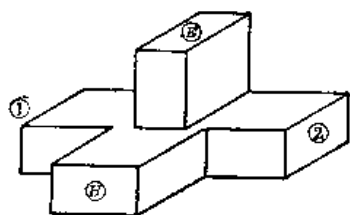


图 6.1.20 双 T 分路元件

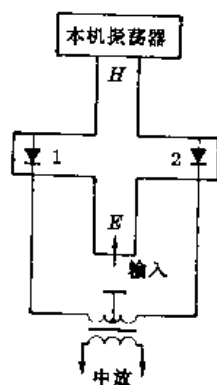


图 6.1.21 魔 T 混频器

天线 天线用于向空间辐射电磁波, 或接收空间电磁波以作测量。最常用的一种微波天线是喇叭形的天线, 它是将波导口逐渐扩大而成的, 这样可以保证波导的波阻抗与自由空间的波阻抗 (376.7Ω) 相匹配并保证辐射波有一定的方向性。天线的一个重要特性就是它的方向性, 用所谓“天线的增益 G ”来表示的, 这是指: 该天线在最强发射方向上单位立体角的辐射功率, 与总发射功率相同而各向同性辐射时单位立体角的辐射功率之比。图 6.1.22

就是矩形波导和圆柱形波导形式的喇叭天线。天线的增益主要取决于喇叭的口径,其次也与喇叭长度有关。图 6.1.23 给出了圆锥形天线的增益与几何尺寸的关系。这两种喇叭天线,当喇叭长度 L 给定时,都有一个最佳的喇叭口尺寸,使天线增益达到最大。图 6.1.22 给出了圆锥形和矩形喇叭的最佳尺寸数据。偏离最强辐射方向,发射功率将减小,功率降低 3 分贝所对应的角度称为 $\theta_{3\text{dB}}$ 角。电场和磁场的 $\theta_{3\text{dB}}$ 角略有不同。图 6.1.22 中也给出了最佳条件下电、磁场的 $\theta_{3\text{dB}}$ 角。在最佳条件下,天线发射的有效面积大约是喇叭口几何面积的一半。在等离子体诊断中,喇叭口径是受限制的,一般希望口径较小,因此常常采用比最佳长度长一些的喇叭天线,以便在小口径下得到比较好的增益。

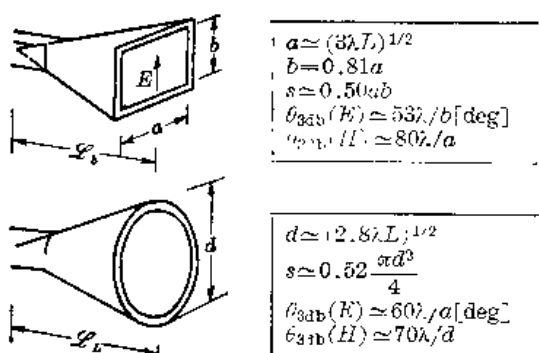


图 6.1.22 天线最佳结构

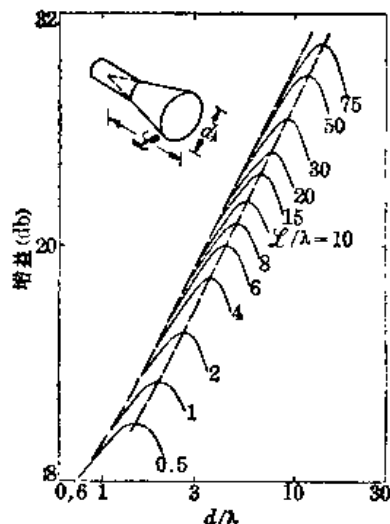


图 6.1.23 圆锥形天线增益与尺寸的关系

从波导端接出一段由聚四氟乙烯、氮化硼等介电材料棒做成的介质棒天线,也可以得到好的辐射性能。图 6.1.24 给出了这种介质棒天线的几种结构形式。当棒长较长(约 6~18 个波长),介电系数较小时,从这种天线可以得到单纯的窄波束。其 $\theta_{3\text{dB}}$ 角与棒长 L 的关系大致为:

$$\theta_{3\text{dB}} \approx 60 \left(\frac{\lambda}{L} \right)^{1/2} \text{ 度。} \quad (6.1.49)$$

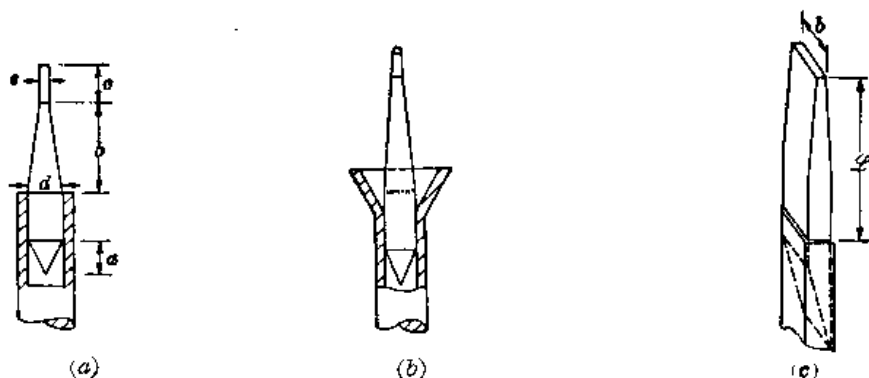


图 6.1.24 介质棒天线结构

铁氧体微波器件 铁氧体是一种 Fe_2O_3 与其它金属氧化物化合而成的复合氧化物,它可以做成具有高电阻率的铁磁性材料。由于它几乎是电绝缘的,因此趋肤效应、涡流损耗等是很小的,可以应用于高频(包括微波)电路中。铁氧体微波器件已形成了一类特殊的微波器件,它可以用作隔离器、环行器、相移器、转换开关和调谐器件等。尤其它作为单向传输的

隔离元件,至今仍是微波电路中独一无二的,在微波等离子体诊断装置中常用它来隔离前后电路,以避免反射波的反作用等。

电磁波在铁氧体中传输时,和在等离子体中传输的情况相类似,也有复杂的色散特性,不过它主要表现在磁导率的变化上。铁氧体是旋磁介质,左、右旋波在其中传输时呈现出不同的复数磁导率 $\tilde{\mu} = \mu' + j\mu''$ 。图 6.1.25 表示了铁氧体对左旋波、右旋波的磁导率 $\tilde{\mu}_{\pm}$ 随电磁波角频率 ω 变化的情况。可见,左、右旋波在铁氧体中的传输速度 $(= \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}})$ 是不同的,因此,有显著的法拉第旋转效应。

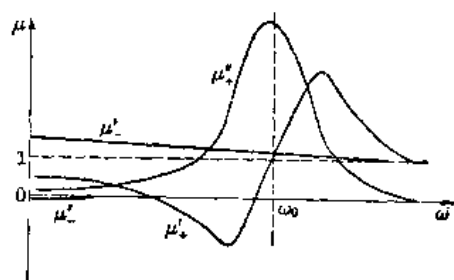


图 6.1.25 左、右旋波在铁氧体中的磁导率

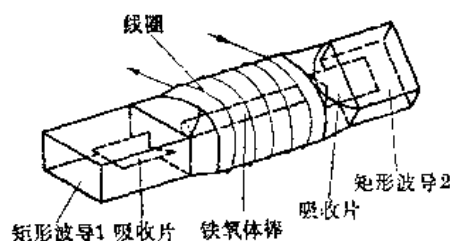


图 6.1.26 铁氧体隔离器

利用铁氧体的法拉第旋转特性做成的隔离器如图 6.1.26 所示。中间是一段圆波导,其中心放有一段铁氧体棒,它受到套在圆波导外的线圈所产生的静磁场 H_0 的磁化, H_0 沿棒的轴线方向。圆波导两端各通过一小段过渡波导与矩形波导 1、2 相接,矩形波导 1、2 的宽面间互成 45° 角。在矩形波导 1、2 内都放有平行于各自的宽面的吸收片,因此微波中如有平行于宽面的电场分量就会被其吸收。这种隔离器是这样工作的:设微波从左端输入矩形波导 1,如果是矩形波导的 H_{10} 波,电场垂直于吸收片,可以通过。而微波进入圆波导后就转换为圆波导的 H_{11} 波。由于铁氧体的作用,波的偏振面发生法拉第旋转。如果选择好 H_0 的大小、方向及铁氧体的棒长,使得微波通过圆波导后,其偏振面正好右旋 45° ,这时进入矩形波导 2 的微波的电场方向恰好又与其内的吸收片的面相垂直,于是它能从右端输出。如果微波反方向传输,从右端输入,通过铁氧体棒后,其偏振面仍右旋 45° ,进入矩形波导 1 的微波电场分量正好与吸收片面平行,被全吸收而没有输出。除此之外,还有利用铁氧体的场移效应、共振吸收效应等做成的隔离器,这里就不详述了。

准光学传输部件 如前所述,在毫米和亚毫米波段利用过模波导传输微波功率,可以使

传输损失显著降低。此外,由于微波在过模波导中的传播近似于在自由空间的传播,即“准光学”传播,因而在全过模微波电路中,其它的传输部件(如耦合器、衰减器、相移器等)也可以用准光学方法设计构成,这就是所谓的准光学部件。现在我们以双棱镜耦合器为例,来说明它用作微波准光学传输部件的工作原理。图 6.1.27 是双棱镜耦合器的原理图,其中 I、II 是一对介质棱镜,它们放在两个正交过模波导的交叉部分,两棱镜之间有一空气隙,它们的间距为 d 。若有一束平面偏振波从波导的 0 端入射,且正入射在棱镜 I 的 AA 面上,它将透过棱镜 I 而射到 AB 而上,若波在 AB 面上的入射角大于临界角,且两棱镜的间距 d 比较大时,则入射波在

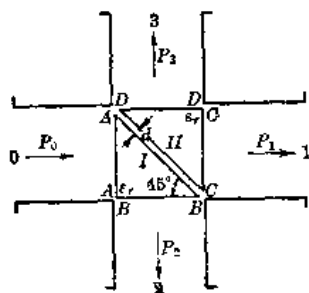


图 6.1.27 双棱镜耦合器的结构示意图

AB 而上,若波在 AB 面上的入射角大于临界角,且两棱镜的间距 d 比较大时,则入射波在

AB 面将被全反射, 并经 BB 面完全射入到波导的 2 端, 而波导的 1、3 输出端均没有微波输出; 若两棱镜的间距为零, 即棱镜 I 、 II 完全接触, 则入射波在 AB 面上将不发生反射, 全部通过棱镜 II , 并经 CC 面射入到波导的 1 输出端。在一般情况下, 当间距 d 适中时, 入射波在 AB 面将发生部分反射和部分透射, 因而在波导的 1、2 端将分别有部分透射、反射功率输出, 而且它们输出的功率的比例与间隙的距离 d 有关。这种双棱镜结构在过模微波电路中, 可用做定向耦合器, 只要调节棱镜 I 、 II 的间距, 就可以改变输入微波功率 P_0 在波导 1、2 之间功率分配的比值。若棱镜 I 、 II 是一对截面呈等腰直角三角形的无损匹配棱镜, 入射微波是平面偏振波, 其电场矢量垂直于入射平面, 则可以证明, 透射和反射到波导 1、2 端的微波功率的比例分别为:

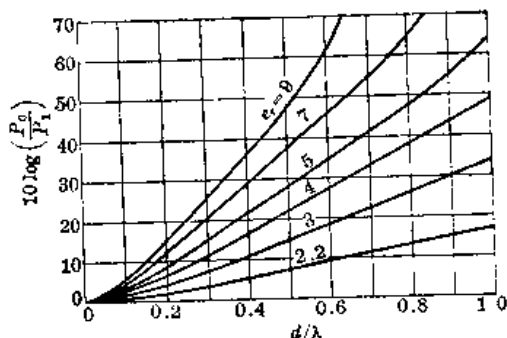


图 6.1.28 双棱镜透射功率与入射功率之比 P_0/P_1 随 ϵ_r 及 d/λ 变化的曲线

$$\left. \begin{aligned} \frac{P_1}{P_0} &= \frac{\epsilon_r(\epsilon_r - 2)}{\sinh^2 \alpha d + \epsilon_r(\epsilon_r - 2) \cosh^2 \alpha d}, \\ \frac{P_2}{P_0} &= 1 - \frac{P_1}{P_0} = \frac{(\epsilon_r - 1)^2 \sinh^2 \alpha d}{\sinh^2 \alpha d + \epsilon_r(\epsilon_r - 2) \cosh^2 \alpha d}, \end{aligned} \right\} \quad (6.1.50)$$

式中

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_r}{2} - 1}, \quad (6.1.51)$$

ϵ_r 是棱镜材料的相对介电常数。图 6.1.28 表示了 $\frac{P_0}{P_1}$ 与 ϵ_r 及 $\frac{d}{\lambda}$ 关系的理论计算曲线。由此可以看到, 双棱镜用做可调变的功率分配器 (即定向耦合器) 是相当简便的。如果在波导的 2、3 端加完全匹配负载, 则它就可作为可变衰减器用。

§ 6.2 电磁波在等离子体中的传播

§ 6.2.1 在无磁场等离子体中的传播

电磁波通过等离子体传播时, 波的电磁场对等离子体中的电子和离子将有作用力, 使它们产生加速度。带电粒子在波的电磁场的作用下所产生的运动, 又反过来改变波在等离子体中的电磁场分量, 从而改变电磁波的特征。原则上讲, 解带有适当的边界条件的麦克斯韦方程组及带电粒子在电磁场中的运动方程, 就可以得到等离子体中电磁场的自恰解。

为了使问题简化, 我们作以下的几个假设: (1) 等离子体是无限大的 (这要求等离子体的特征线度 D 远大于入射波长, 即 $D \gg \lambda$), 且是均匀的, 这样等离子体对电磁波的折射、衍射效应均可忽略; (2) 波是小振幅的。小振幅近似可以使方程组线性化, 从而使得解的线性组合也是方程组的解。这样, 我们只要讨论平面波解就足够了, 因为更一般的解都可以用平面波分量的傅里叶积分来表示。因而, 我们就来求在无限大等离子体中沿 z 方向传播的平面波

$$E(z, t) = E_0 \exp(j\omega t - \tilde{\gamma} z) \quad (6.2.1)$$

的传播特性, 式中

$$\tilde{\gamma} = \alpha + j\beta \quad (6.2.2)$$

为波的传输常数, γ 上方的符号“ \sim ”表示它是复数量, 其实数部分 α 称为衰减系数, 其单位为奈伯/米; 虚数部分 β 称为相位常数, 单位为弧度/米。而电磁波在等离子体中传播的相速 v_p 和群速 v_g 分别为:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta}, \quad v_g = \frac{d\omega}{d\beta};$$

介质的折射系数为

$$n = \frac{c}{v_p} = \beta \frac{c}{\omega}. \quad (6.2.3)$$

在无外加电荷和电流密度的情况下, 电磁波的 E 、 B 分量在等离子体中满足的麦克斯韦方程组为:

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6.2.4)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}, \\ \mathbf{D} &= \epsilon_0 \tilde{\epsilon}_r \mathbf{E}, \\ \mathbf{B} &= \mu_r \mu_0 \mathbf{H} \simeq \mu_0 \mathbf{H}, \\ \mathbf{J} &= \tilde{\sigma} \mathbf{E}, \end{aligned} \right\} \quad (6.2.5)$$

式中 ϵ_0 、 μ_0 分别为真空中的介电常数和导磁率; $\tilde{\epsilon}_r$ 、 μ_r 为介质的相对介电常数和相对导磁率, 在一般情况下, $\tilde{\epsilon}_r$ 是复数量, 而 $\mu_r \simeq 1$; $\tilde{\sigma}$ 为等离子体的复数电导率, 在线性波的情况下, $\tilde{\sigma}$ 与 $\tilde{\epsilon}_r$ 间有如下关系:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\sigma} &= j\omega\epsilon_0(\tilde{\epsilon}_r - 1), \\ \tilde{\epsilon}_r &= 1 - j\frac{\tilde{\sigma}}{\omega\epsilon_0}, \end{aligned} \right\} \quad (6.2.6)$$

它们都是反映介质的电磁特性的参数。如果它们是与空间坐标无关的常数, 则该介质为各向同性的介质。无磁场的均匀等离子体是各向同性介质。由 (6.2.4) 式可得到下列波动方程

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon_0 \tilde{\epsilon}_r \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2},$$

将 (6.2.1) 式代入上式就可求解, 得到

$$\tilde{\gamma}^2 = -\frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}_r. \quad (6.2.7)$$

因此等离子体的复数折射率为

$$\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\epsilon}_r} = -j\tilde{\gamma} \frac{c}{\omega}, \quad (6.2.8)$$

它就决定了电磁波在等离子体中的传播特性。

现在, 我们就来考虑电磁波在无磁场、无限大、均匀的洛仑兹等离子体中传播的情况。所谓洛仑兹等离子体是一种简化的模型, 它假设重粒子都是静止、均匀分布的, 电子在其中运动除了受外电场作用外, 还将受到一个类似于物体在液体中所受到的所谓粘滞力或摩擦力

的作用, 这个力可以用所谓碰撞频率 ν 来表示。 ν 实际上是以电子损失掉它的全部动量作为一次碰撞来计算的, 因此有时也称其为动量转移碰撞频率。于是电子在波的电磁场中的运动方程式就可以写为:

$$m\dot{\mathbf{v}} = -e\mathbf{E} - m\mathbf{v}\nu,$$

式中 \mathbf{v} 为电子运动速度, $\dot{\mathbf{v}}$ 表示 \mathbf{v} 对时间 t 的微商。上式中已忽略了波的磁场分量对电子的作用力。对于简谐波, 上式的稳态解为:

$$\mathbf{v} = -\frac{e\mathbf{E}}{m(j\omega + \nu)}, \quad (6.2.9)$$

因为电流密度 \mathbf{J} 为:

$$\mathbf{J} = -N_e e \mathbf{v}.$$

将(6.2.9)式代入上式, 并利用 $\mathbf{J} = \tilde{\sigma}\mathbf{E}$ 的关系式, 就可以求得复数电导率为:

$$\tilde{\sigma} = \frac{N_e e^2}{m(j\omega + \nu)} = \frac{N_e e^2}{m} \frac{\nu - j\omega}{\omega^2 + \nu^2} = \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu^2} (\nu - j\omega), \quad (6.2.10)$$

它常称为洛伦兹电导率, 式中

$$\omega_{pe} = \left(\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m} \right)^{1/2}$$

为电子的等离子体频率。根据前述的 $\tilde{\epsilon}_r$ 、 $\tilde{\sigma}$ 、 \tilde{n} 的定义式, 即可求得:

$$\tilde{\epsilon}_r = 1 - j \frac{\tilde{\sigma}}{\epsilon_0 \omega} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu)}, \quad (6.2.11)$$

$$\tilde{n} = \tilde{\epsilon}_r^{1/2} = n - j\chi, \quad (6.2.12)$$

式中 n 就是通常的折射率; 而 χ 对应于衰减项 ($\alpha = \chi \frac{\omega}{c}$), 称为衰减指数。根据复数运算, 从(6.2.11)和(6.2.12)式可以求出:

$$n = \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}; \quad (6.2.13)$$

$$\chi = \left\{ -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}. \quad (6.2.14)$$

图 6.2.1 画出了在 $N_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $kT_e = 10 \text{ eV}$ 的氢等离子体中, α 、 β 、 χ 、 n 值随电磁波频率变化的计算结果。从图可以看出, 在等离子体频率 f_{pe} 附近, 它们的数值都发生激烈变化。在高电离、高温等离子体 (一般 $\nu \ll \omega_{pe}$) 中, 我们可以大致地把它分为三个区域:

1. 低频区, 即 $\omega < \nu$ 这时(6.2.10)、(6.2.13)、(6.2.14)式可近似为:

$$\left. \begin{aligned} \sigma &\simeq \frac{N_e e^2}{m\nu}, \\ n &\simeq \left(\frac{\omega_{pe}^2}{2\omega\nu} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{\omega}{2\nu} \right), \\ \chi &\simeq \left(\frac{\omega_{pe}^2}{2\omega\nu} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\omega}{2\nu} \right). \end{aligned} \right\} \quad (6.2.15)$$

由上式可见, 这时 n 和 χ 几乎相等。而且, 因为

$\nu \propto T_e^{-3/2}$, 因此 $\sigma \propto T_e^{3/2}$, 它是与频率无关的大的数值。事实上, 当 $kT_e = 1 \text{ keV}$ 时, 等离子体

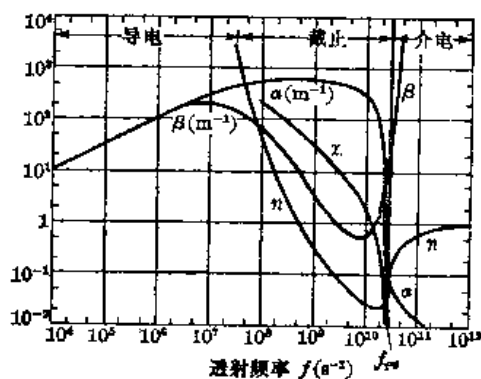


图 6.2.1 无磁场时, 等离子体对微波的传输特性

的电导率将接近于铜的电导率。从(6.2.15)式亦可求出等离子体的衰减长度或穿透深度 δ 为:

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{c}{\chi\omega} \simeq \frac{c}{\omega_{pe}} \left(\frac{2\nu}{\omega} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{\omega}{2\nu} \right) \simeq \frac{c}{\omega_{pe}} \left(\frac{2\nu}{\omega} \right)^{1/2} \propto \omega^{-1/2}, \quad (6.2.16)$$

它与金属导体的趋肤效应相类似。所以,在这个频率范围内,等离子体相当于良导体。

2. 中间区域, 即 $\nu < \omega < \omega_{pe}$ 微波在等离子体中不能传输。在 $\nu^2 \ll \omega^2 \ll \omega_{pe}^2$ 的极限情况下,可以得到如下的近似式:

$$\left. \begin{aligned} n &\simeq \frac{\nu\omega_{pe}}{2\omega^2} \left(1 - \frac{5\nu^2}{8\omega^2} + \frac{\omega^2}{2\omega_{pe}^2} \right) \sim \frac{\nu\omega_{pe}}{2\omega^2}, \\ \chi &\simeq \frac{\omega_{pe}}{\omega} \left(1 - \frac{3\nu^2}{8\omega^2} - \frac{\omega^2}{2\omega_{pe}^2} \right) \sim \frac{\omega_{pe}}{\omega}, \\ \delta &\simeq \frac{c}{\omega_{pe}} \left(1 + \frac{3\nu^2}{8\omega^2} + \frac{\omega^2}{2\omega_{pe}^2} \right) \sim \frac{c}{\omega_{pe}}. \end{aligned} \right\} \quad (6.2.17)$$

在这个频率范围内,电磁波在实验室等离子体中的穿透深度 δ 一般只有几个毫米量级,所以称为截止区。

3. 高频区, 即 $\omega > \omega_{pe}$ 这时等离子体成为低损耗的电介质。在 ω 很大时,可以得到下述近似式:

$$\left. \begin{aligned} n &\simeq \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{1/2}, \\ \chi &\simeq \frac{\nu\omega_{pe}^2}{2\omega^3} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{-1/2}, \\ \delta &\simeq \frac{c}{\omega_{pe}} \left(\frac{2\omega^2}{\nu\omega_{pe}} \right) \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (6.2.18)$$

由上述分析可以看出, $\omega = \omega_{pe}$ 是电磁波能否在等离子体中传播的一个分界频率。或者说,对于某一给定频率 ω 的微波,存在一个临界的等离子体密度 N_c , 当电子密度大于 N_c 时,微波就不能透过该等离子体,微波在等离子体边界上就出现强烈的反射。 N_c 与频率 ω 的关系是:

$$\left. \begin{aligned} \omega^2 &= \frac{N_c e^2}{\epsilon_0 m} \quad \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 = \frac{N_c}{N_e}, \end{aligned} \right\} \quad (6.2.19)$$

或

$$N_c = 1.2 \times 10^{-2} f^2 = 1.08 \times 10^{35} \lambda^{-2},$$

式中 λ 以 \AA 为单位; 当 ω 足够大时,有

$$n \simeq \left(1 - \frac{N_c}{N_e} \right)^{1/2} \simeq 1 - \frac{1}{2} \frac{N_c}{N_e}. \quad (6.2.20)$$

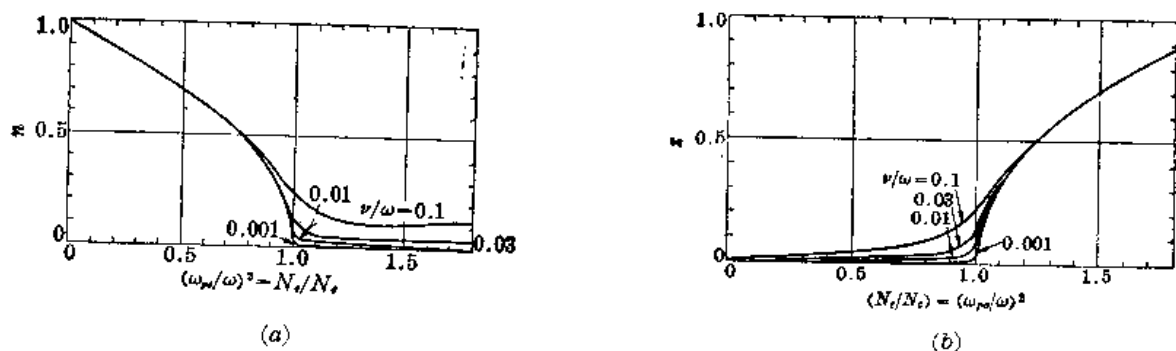
图 6.2.2 表示了 n, χ 随 $\frac{\nu}{\omega}$ 及 $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = \frac{N_c}{N_e}$ 变化的情况。

§ 6.2.2 磁场效应

当等离子体中存在磁场 \mathbf{B}_0 时,电子将受到洛伦兹力作用,于是运动方程就变为:

$$m\dot{\mathbf{v}} = -e\mathbf{E} - e\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0 - m\nu\mathbf{v}. \quad (6.2.21)$$

这时电子的运动方向和波的电矢量方向不一致,如果仍用电导率和介电常数等参数来表征等离子体的特性,这些量就不可能是简单的常数,而应当具有张量形式。在讨论普遍情况前,我们先讨论一种特殊情况,即线偏振的电磁波在等离子体中沿磁场方向传播的情况。令磁场 \mathbf{B}_0 和电磁波的传播方向均沿 z 轴方向,则波的电场在 xy 平面上。我们知道,一个

图 6.2.2 无磁场时等离子体的折射率 n 和衰减指数 κ 的计算值

平面偏振波可以分解成为等幅度的左旋和右旋圆偏振波之和,其左、右旋波的形式如下:

$$E_x = E_0 \sin \omega t; \quad E_y = E_0 \sin(\omega t \pm 90^\circ),$$

式中“+”代表左旋波(迎着波前看时,其电矢量沿顺时针方向旋转,如左手螺旋),“-”代表右旋波(其电矢量按右手螺旋方向旋转)。如果用复数表示简谐波,并令 $\mathbf{a}_x, \mathbf{a}_y, \mathbf{a}_z$ 为 x, y, z 方向上的单位向量,则左、右旋波可表示为:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 (\mathbf{a}_x \pm j\mathbf{a}_y). \quad (6.2.22)$$

同样地,我们可以形式上取所谓旋转坐标系,其左、右旋单位向量为

$$\mathbf{a}_l = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{a}_x + j\mathbf{a}_y), \quad \mathbf{a}_r = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{a}_x - j\mathbf{a}_y). \quad (6.2.23)$$

这样,在旋转坐标系中,左旋波只有 \mathbf{a}_l 方向的分量,右旋波只有 \mathbf{a}_r 方向的分量。电子速度 \mathbf{v} 同样也可按旋转坐标系分解为 \mathbf{v}_l 和 \mathbf{v}_r 分量,并且有

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_l \times \mathbf{B}_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} V_l B_0 (\mathbf{a}_x + j\mathbf{a}_y) \times \mathbf{a}_z = \frac{1}{\sqrt{2}} V_l B_0 (-\mathbf{a}_y + j\mathbf{a}_x) = jB_0 \mathbf{v}_l; \\ \mathbf{v}_r \times \mathbf{B}_0 &= -jB_0 \mathbf{v}_r. \end{aligned}$$

这样,向量方程(6.2.21)式若用旋转坐标系表示,则可简化。同时,简谐波对时间的微分可用 $j\omega$ 代替,故(6.2.21)式最后就可以简化为:

$$\left. \begin{aligned} (j\omega + \nu + j \frac{eB_0}{m_e}) v_l &= -\frac{e}{m_e} E_l, \\ (j\omega + \nu - j \frac{eB_0}{m_e}) v_r &= -\frac{e}{m_e} E_r. \end{aligned} \right\} \quad (6.2.24)$$

这样,我们就可以得到相应于左、右旋波的复数电导率为:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\sigma}_l &= -\frac{N_e e v_l}{E_l} = \frac{N_e e^2}{m_e} \frac{1}{\nu + j(\omega + eB_0/m_e)} = \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu + j(\omega + \omega_{ce})}, \\ \tilde{\sigma}_r &= \frac{N_e e^2}{m_e} \frac{1}{\nu + j(\omega - eB_0/m_e)} = \frac{\epsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu + j(\omega - \omega_{ce})}, \end{aligned} \right\} \quad (6.2.25)$$

式中 $\omega_{pe} = \left(\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}$ 为电子等离子体频率, $\omega_{ce} = \frac{eB_0}{m_e}$ 为电子回旋频率。于是,得到:

$$\tilde{n}_{l,r}^2 = 1 - j \frac{\tilde{\sigma}_{l,r}}{\omega \epsilon_0} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega [\omega \pm \omega_{ce} - j\nu]}, \quad (6.2.26)$$

$$\begin{aligned}
 n_{l,r} = & \left\{ \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2 (\omega \pm \omega_{ce})}{\omega [(\omega \pm \omega_{ce})^2 + \nu^2]} \right] \pm \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2 (\omega \pm \omega_{ce})}{\omega [(\omega \pm \omega_{ce})^2 + \nu^2]} \right)^2 \right. \right. \\
 & \left. \left. + \left(\frac{\omega_{pe}^2 \nu}{\omega [(\omega \pm \omega_{ce})^2 + \nu^2]} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \\
 \chi_{l,r} = & \left\{ -\frac{1}{2} \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2 (\omega \pm \omega_{ce})}{\omega [(\omega \pm \omega_{ce})^2 + \nu^2]} \right] \mp \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2 (\omega \pm \omega_{ce})}{\omega [(\omega \pm \omega_{ce})^2 + \nu^2]} \right)^2 \right. \right. \\
 & \left. \left. + \left(\frac{\omega_{pe}^2 \nu}{\omega [(\omega \pm \omega_{ce})^2 + \nu^2]} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}.
 \end{aligned} \quad (6.2.27)$$

如果 ν 足够小, 特别是在 $\nu^2 \ll (\omega \pm \omega_{ce})^2$, 及 $\nu^2 \ll |\omega(\omega \pm \omega_{ce}) - \omega_{pe}^2|$ 极限情况下, 上式就可以简化为

$$\begin{aligned}
 n_{l,r} \simeq & \left\{ \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega \pm \omega_{ce})} \right]^{1/2} \pm \left(\frac{1 \pm \frac{\omega_{ce}}{\omega} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}{1 \pm \frac{\omega_{ce}}{\omega}} \right)^{1/2} \right\}, \\
 \chi_{l,r} \simeq & \frac{\omega_{pe}^2 \nu}{2\omega(\omega \pm \omega_{ce})^{3/2} [\omega \pm \omega_{ce} - \omega_{pe}^2/\omega]^{1/2}}.
 \end{aligned} \quad (6.2.28)$$

由此可以看到, 当

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 & \geq 1 + \frac{\omega_{ce}}{\omega} & (\text{左旋波}), \\
 \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 & \geq 1 - \frac{\omega_{ce}}{\omega} \text{ 且 } \omega > \omega_{ce} & (\text{右旋波}).
 \end{aligned} \quad (6.2.29)$$

时, 折射系数 $n_{l,r}$ 为零, 这时电磁波在等离子体边界上产生强烈反射, 这就是左、右旋波的截止条件。对于右旋波(即与传播公式(6.2.28)式中的“-”号相对应的波, 它的旋转方向和电子回旋方向一致), 当

$$\omega = \omega_{ce} \quad (6.2.30)$$

时, $n_r \rightarrow \infty$, $\chi_r \rightarrow \infty$, 波就达到共振吸收。对于左旋波, 它没有共振吸收频率, 其折射率总是小于 1。图 6.2.3 和图 6.2.4 分别画出了在 $\frac{\nu}{\omega} \rightarrow 0$ 和 $\frac{\nu}{\omega} = 0.01$ 时 n, χ 随 $\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2$ 、 $\frac{\omega_{ce}}{\omega}$ 变化的计算(按(6.2.27)式计算)曲线, 图中实线为右旋波, 虚线为左旋波。从图 6.2.3 可以明显地看到, 当满足(6.2.29)和(6.2.30)式条件时, 波就出现尖锐的截止和共振状态。从图 6.2.4 也可以看到, 当存在碰撞损耗时, 波的共振和截止就不那么尖锐了, 而且右旋波的 n, χ 随 $\left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2$ 、 $\frac{\omega_{ce}}{\omega}$ 变化的趋势有显著的改变, 截止频率也发生相应改变。

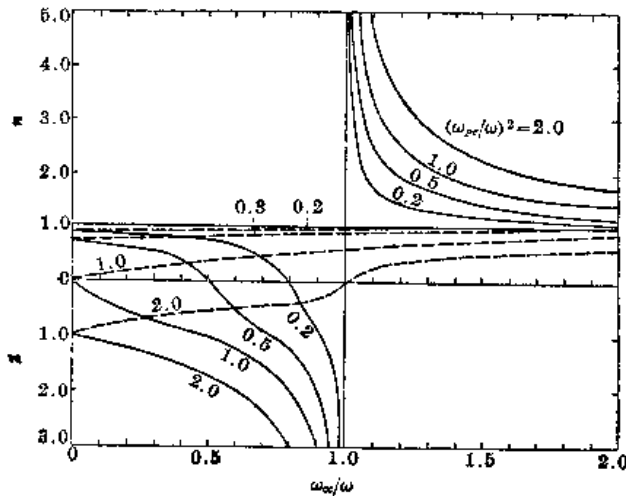


图 6.2.3 沿磁场方向传播的左、右旋波的 n, χ 值随 $(\omega_{pe}/\omega)^2$ 、 ω_{ce}/ω 变化的曲线($\nu/\omega=0$)

第旋转效应。线偏振波在等离子体中沿磁场方向传播时, 它的偏振面所转过的角度与它在

从(6.2.27)式可以看到, 左、右旋波的折射率是不同的, 它们在等离子体中沿磁场方向传播的相速度亦不同, 因此它们的合成波的偏振方向在传播过程中将以磁场方向为轴而发生旋转, 这就是著名的法拉



图 6.2.4 在 $\nu/\omega=0.01$ 时沿磁场方向传播的左、右旋波的 n_i 值随 $(\omega_{pe}/\omega)^2$ 、 (ω_{ce}/ω) 变化的曲线

等离子体中传播的距离 d 有关:

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda} \int_0^d (\mu_l - \mu_r) dz. \quad (6.2.31)$$

从(6.2.27)式也可以看到,左、右旋波的衰减指数一般也是不同的,当它们的差别比较大时,出射波中的一个分量将比另一个大,故其合成波将是椭圆偏振的。如果左、右旋波中有一个在等离子体中完全截止,则出射波将纯粹是圆偏振波,从而也就观测不到法拉第旋转效应。

当电磁波的传播方向和磁场 \mathbf{B}_0 的方向不一致时,波在等离子体中的传播特性就有很大的变化。如果我们仍以电磁波的传播方向为 z 轴方向,且令 \mathbf{B}_0 在 yz 平面上与 z 轴成 θ 角,则这时电子运动方程(6.2.21)式可分解为三个分量方程式:

$$\left. \begin{aligned} (j\omega + \nu) v_x + \frac{eB_0}{m_e} \cos \theta v_y - \frac{eB_0}{m_e} \sin \theta v_z &= -\frac{e}{m_e} E_x, \\ -\frac{eB_0}{m_e} \cos \theta v_x + (j\omega + \nu) v_y &= -\frac{e}{m_e} E_y, \\ \frac{eB_0}{m_e} \sin \theta v_x + (j\omega + \nu) v_z &= -\frac{e}{m_e} E_z. \end{aligned} \right\} \quad (6.2.32)$$

用回旋频率 ω_{ce} 代替 B_0 、电流密度 $\mathbf{J} = -eN_e\mathbf{v}$ 代替 \mathbf{v} , 并写成矩阵形式,上式就变为:

$$\frac{m_e}{e^2 N_e} \begin{bmatrix} j\omega + \nu & \omega_{ce} \cos \theta & -\omega_{ce} \sin \theta \\ -\omega_{ce} \cos \theta & j\omega + \nu & 0 \\ \omega_{ce} \sin \theta & 0 & j\omega + \nu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}. \quad (6.2.33)$$

它就是欧姆定律的一种表达式,即

$$\tilde{\sigma}^{-1} \cdot \mathbf{J} = \mathbf{E}, \quad (6.2.33')$$

这里 $\tilde{\sigma}^{-1}$ 是一个矩阵,它是电导张量的倒数,可以看作是电阻张量。我们可从这个张量出发,来求出等离子体的复数折射率。其运算过程是复杂的,这里我们直接给出最后的结果:

$$\begin{aligned} \tilde{n}^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left\{ \left[1 - j \frac{\nu}{\omega} - \frac{(\omega_{ce}/\omega)^2 \sin^2 \theta}{2(1 - \omega_{pe}^2/\omega^2 - j\nu/\omega)} \right] \right. \\ \left. \pm \left[\frac{(\omega_{ce}/\omega)^4 \sin^4 \theta}{4(1 - \omega_{pe}^2/\omega^2 - j\nu/\omega)^2} + \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} \cos^2 \theta \right]^{1/2} \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (6.2.34)$$

由此可以看到,当电磁波的传播方向与磁场方向成任意角度时,其传播特性是十分复杂的;但它仍可分解为两个特征波,我们分别称与(6.2.34)式中“+”、“-”号对应的特征波为寻常波和异常波。它们不再是线偏振波,一般是椭圆偏振波,且它们的折射率都与磁场有关。

现在我们来分析两种特殊情况下波的传播特性。当传播方向平行于磁场时, $\theta = 0^\circ$, 则从(6.2.34)式可得到

$$\tilde{n}^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 \pm \frac{\omega_{ce}}{\omega} - j \frac{\nu}{\omega} \right)^{-1},$$

这就是上面已经讨论过的情况。当传播方向与磁场方向垂直时, 即 $\theta = 90^\circ$ 时, 由 (6.2.34) 式可得到

$$\tilde{n}_{ord}^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 - j \frac{\nu}{\omega} \right)^{-1}, \quad (6.2.35)$$

$$\tilde{n}_{ex}^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left[1 - j \frac{\nu}{\omega} - \frac{\omega_{ce}^2/\omega^2}{1 - \omega_{ce}^2/\omega^2 - j\nu/\omega} \right]^{-1}. \quad (6.2.36)$$

这表明当 $\theta = 90^\circ$ 时, 波在传播过程中可分解为两个新的特征波——寻常波和异常波, 它们的复数折射系数分别为 \tilde{n}_{ord} 、 \tilde{n}_{ex} 。实际上寻常波就是电矢量平行于磁场的平面偏振波, 这时电子漂移方向平行于磁场, 因此其折射率与磁场无关。而异常波是电矢量垂直于磁场 B_0 的平面偏振波, 其折射率与磁场有关。对于异常波, 从 (6.2.36) 式可求出其截止条件 (当 $\frac{\nu}{\omega} \rightarrow 0$ 时) 为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} &\geq 1 + \frac{\omega_{ce}}{\omega}, \\ \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} &\geq 1 - \frac{\omega_{ce}}{\omega} \quad \text{及} \quad \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \leq 1 - \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} \end{aligned} \right\} \quad (6.2.37)$$

而其共振 ($\tilde{n}_{ex}^2 \rightarrow \infty$) 频率为

$$\omega_{uh}^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2, \quad (6.2.37')$$

这个共振频率称为上混合共振频率。图 6.2.5 画出了在 $\frac{\nu}{\omega} = 0$ 时, 异常波沿与磁场相垂直

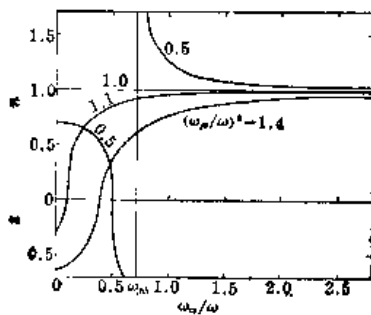


图 6.2.5 $\nu/\omega = 0$, $\theta = 90^\circ$ 时异常波的 n 、 χ 随 ω_{ce}/ω 、 $(\omega_{pe}/\omega)^2$ 变化的计算曲线

的方向传播时, 其 n 及 χ 值随 $\frac{\omega_{ce}}{\omega}$ 、 $(\frac{\omega_{pe}}{\omega})^2$ 变化的计算曲线, 图中还标出了 $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 0.5$ 时的上混合共振频率。从图可以看出, 当 $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} > 1$ 时, 只要磁场足够大, n_{ex} 就大于零, 波就能在等离子体中传播; 而当 $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} < 1$ 时, 还可能出现截止或共振 (取决于 ω_{ce} 值); 当 $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1$ 时, 对所有的 ω_{ce} 值, n_{ex} 都恒等于 1。图 6.2.6a、b 分别表示了 $\theta = 0^\circ$ 时的左旋波 (l)、右旋波 (r) 和 $\theta = 90^\circ$ 时的寻常波 (o) 和异常波 (x) 的截止和共振条件; 图中用两种方向的斜线阴影表示两种波型的截止区。

图 6.2.7 给出了 $\frac{\nu}{\omega} = 10^{-3}$ 、 $\theta = 90^\circ$ 时异常波的折射率 n_{ex} 的等值线, 从中可更清楚地看出

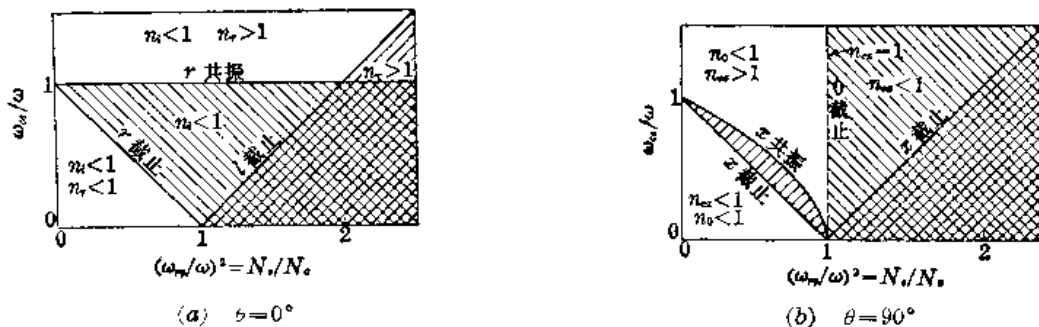


图 6.2.6 电磁波在无碰撞 ($\nu = 0$) 等离子体中传播时的共振和截止条件

n_{ez} 值随 $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$ 、 $\frac{\omega_{ce}}{\omega}$ 的变化趋势。

当电磁波的传播方向与磁场方向成任意角度, 且 $\frac{\nu}{\omega} \rightarrow 0$ 时, 从 (6.2.34) 式, 令 $\tilde{n}^2 = 0$ 和 $\tilde{n}^2 = \infty$, 可以得到截止和共振条件为:

$$\text{截止条件} \quad \begin{cases} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1, \\ \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 \pm \frac{\omega_{ce}}{\omega}; \end{cases} \quad (6.2.38)$$

$$\text{共振条件} \quad \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = \frac{1 - \omega_{ce}^2/\omega^2}{1 - (\omega_{ce}^2/\omega^2) \cos^2 \theta}. \quad (6.2.39)$$

由此可以看到, 截止频率与传播方向无关, 而共振频率与传播方向有关。图 6.2.8a、b 分别画出了 $\frac{\omega_{ce}}{\omega} = 0.5$ 及 $\frac{\omega_{ce}}{\omega} = 1.5$ 时 \tilde{n}^2 随 θ 与 $(\frac{\omega_{pe}}{\omega})^2$ 变化的趋势, 图中虚线代表寻常波, 而实线则代表异常波; 影阴区分别表示寻常波和异常波的定义域。

§ 6.2.3 离子运动、碰撞和温度效应

在前面讨论等离子体的光学性质 (复数折射率等) 时, 只考虑电子电导的作用, 忽略了离子的运动; 而且对碰撞过程仅简单地用一个等效碰撞频率来表征, 也没有考虑等离子体的热运动的影响。这些效应的影响是次要的, 而且详细的分析也是很复杂的, 我们在这里只作简单的讨论。

离子运动效应 由于离子在电磁场中也要作定向运动, 它的电流对等离子体电导也有贡献, 因此, 等离子体电导应当等于电子电导和离子电导之和。我们也可以和考虑电子运动

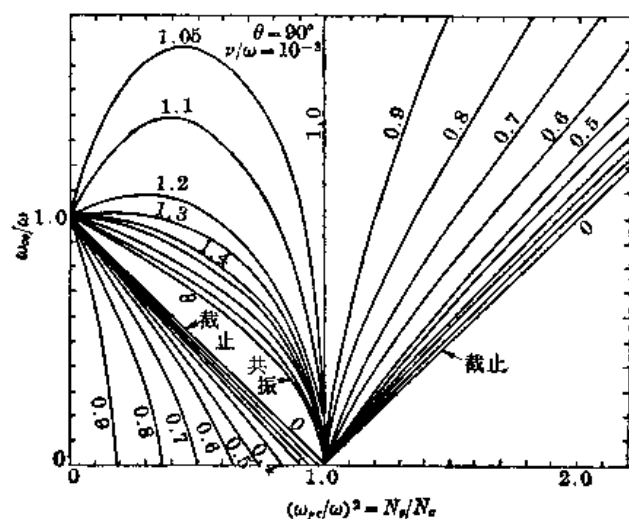


图 6.2.7 $\nu/\omega = 10^{-3}$ 时异常波的折射率的等值线

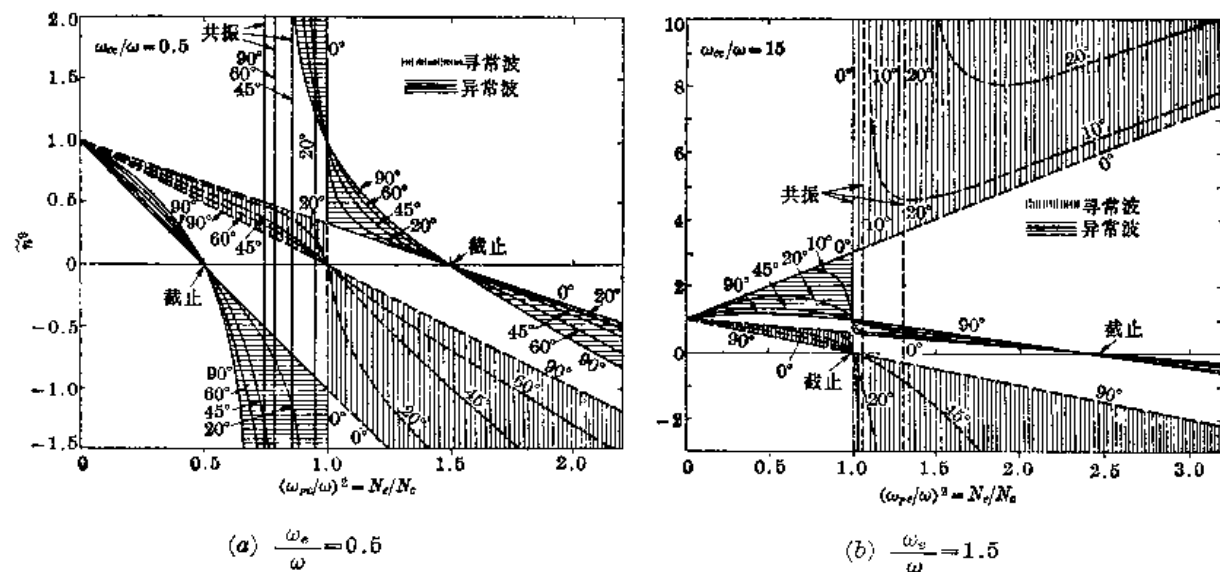


图 6.2.8 不同 θ 角度的 \tilde{n}^2 值

的情况相类似地列出离子的运动方程式,求出离子电导。由于离子的荷质比比电子小得多,因而它的运动速度也比电子小得多,从而对电导率以及折射率的影响也很小,在一般情况下(特别是高频下),离子运动效应是可以忽略的。但在低频区考虑到离子运动后,将会产生新的共振频率,这时离子运动效应就不容忽略了。在 $\theta=0^\circ$ 时,左旋波(它与离子回旋方向一致)在离子等离子体频率处,即

$$\omega = \omega_{pi} = \left(\frac{N_i e^2}{\epsilon_0 M} \right)^{1/2} \simeq \omega_{pe} \left(\frac{m_e}{M} \right)^{1/2} \quad (6.2.40)$$

时,将出现新的共振,称为离子共振。式中 M 为离子质量。而当 $\theta=90^\circ$ 时,异常波将出现新的共振频率:

$$\omega_{lh} = \left[\frac{\omega_p^2 + \omega_{ce}\omega_{ci}}{\omega_p^2 + \omega_{ce}^2 + \omega_{ci}^2} \omega_{ce}\omega_{ci} \right]^{1/2}, \quad (6.2.41)$$

式中

$$\omega_p = \omega_{pe} \left(1 + \frac{m}{M} \right)^{1/2}, \quad \omega_{ci} = \frac{eB_0}{M}$$

ω_{lh} 称为下混合共振频率。这些共振频率比电子的共振频率小得多,这表明只有低频波在具有强磁场的等离子体中传播时,即当 $\left(\frac{\omega_{ce}}{\omega} \right)^2 \gtrsim \frac{M}{m_e}$ 时,离子运动效应才较显著。但是,这时波长与实验室等离子体的尺寸可相比较,故必须同时考虑等离子体的边界条件,这样,就使波的传播问题变得复杂了。因而,在高温等离子体诊断中很少利用低频波。

碰撞效应 对于接近完全电离的等离子体,主要考虑电子与离子的库仑碰撞。可以假设离子是静止的,电子通过离子附近,由于离子库仑场的作用,使电子发生偏转,从而产生动量转移。这点在第三章讨论韧致辐射时已指出过,电子相对离子的瞄准距离 b 越小,偏转角就越大。由于库仑力是已知的,应当说就能够计算碰撞过程中的动量转移的数值。困难的是,库仑力是长程力,如果瞄准距离不加以限制的话,就会得到发散的结果。一个比较合理的考虑,就是用德拜长度:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{N_e e^2} \right)^{1/2} = 7.43 \times 10 \left(\frac{k T_e}{N_e} \right)^{1/2} \quad (\text{m}).$$

作为 b 的上限 b_{\max} , 因为超过 λ_D 后该离子的库仑场将为其它电子所屏蔽,它对该电子的作用就很弱了。 b 的下限的选择不太重要。可以采用偏转 90° 时所对应的瞄准距离 b_{90° 作为 b_{\min} , 即 $b_{\min} = b_{90^\circ} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2}$ 。不过实际情况还要更复杂些,因为当 T_e 很高时 ($kT_e > 80$

eV), 电子的德布洛意波长 $\frac{h}{2\pi m v}$ 将大于 b_{90° , 这时德布洛意波长将代替 b_{90° 作为 b_{\min} , 这种情况下电子会发生衍射而不是偏转,它与离子的相互作用必须用量子力学来处理。而当 $\omega > \omega_p$ 时,电子在一个周期内的运动距离将小于 λ_D , 这时 b_{\max} 也要修正。考虑上述诸因素后,由等离子体的动力学方程可以求出电子-离子的有效碰撞频率为:

$$\nu = \frac{4(2\pi)^{1/2}}{3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{Z N_e \ln A}{m^{1/2} (kT_e)^{3/2}} = 2.90 \times 10^{-13} \frac{Z N_e \ln A}{(kT_e)^{3/2}} \quad (\text{s}^{-1}), \quad (6.2.42)$$

上式中 $A = \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$ 称为截止参效,其对数值 $\ln A$ 称为库仑对数,它有时也用第三章中已提到过的岗特因子 g 来描述,它们之间的关系是 $g = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln A$ 。图 6.2.9 给出了按 (6.2.42)

式计算得到的 $f_{ei}/Z \ln A$ 和 N_e 及 kT_e 之间关系 $f_{ei} = \frac{\nu}{2\pi}$ 。微波波段 g 的数据已在图

3.2.5 中给出。根据(6.2.15)式,可以得到 $\omega < \nu$ 时等离子体的电导率:

$$\sigma = \frac{N_e e^2}{m \nu} = 3.3 \times 10^4 \frac{(kT_e)^{3/2}}{Z \ln A} \quad (\text{U/m}). \quad (6.2.43)$$

这表明等离子体的低频电导率与电子温度的 3/2 次方成正比, 它就是第二章中通过等离子体电流、电压测量求电子温度时所用的关系式。

温度效应 在上述讨论中, 我们已假定等离子体是“冷”的, 即认为波的相速度比电子的热运动速度大很多, 因而忽略了电子的热运动。实际上, 电子的热运动对波在等离子体中的传播特性有一定的影响。考虑到电子的速度是有一定的分布, 其中有一部分电子的热运动速度接近甚至超过波的相速度, 它们可以通过朗道阻尼和切伦科夫辐射过程与波交换能量, 这会影响波在等离子体中的传播; 而且, 在波长范围内的密度和温度梯度将会产生附加的电流, 它除了会改变电磁波的传播特性外, 还会产生新的一类等离子体波(亦称为静电波、空间电荷波等); 最后, 在有静磁场时, 电子的热运动引起的电子回旋半径可与波长相比较的情况下, 电流与电场的关系(即电导率)不再是等离子体中一点的函数, 而是与场的空间变化率等有关。这些效应都会影响波在热等离子体中的传播特性。

应用动力学理论可以计算波在热等离子体中传播的温度效应修正。它的推导已超出本书的范围, 这里直接给出一些特殊情况下的计算结果。当波的传播方向与磁场 B_0 平行时, 热等离子体的复数折射率为:

$$\tilde{n}_{\pm}^2 \simeq \left\{ 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega[(\omega \pm \omega_{ce}) - j\nu]} \right\} \left\{ 1 + \frac{\omega \omega_{pe}^2}{[(\omega \pm \omega_{ce}) - j\nu]^3} \frac{kT_e}{m_e c^2} \right\}^{-1}. \quad (6.2.11)$$

与(6.2.26)式相比较看出, \tilde{n}_{\pm}^2 的温度修正因子是

$$\left\{ 1 + \frac{\omega \omega_{pe}^2}{[(\omega \pm \omega_{ce}) - j\nu]^3} \frac{kT_e}{m_e c^2} \right\}^{-1}.$$

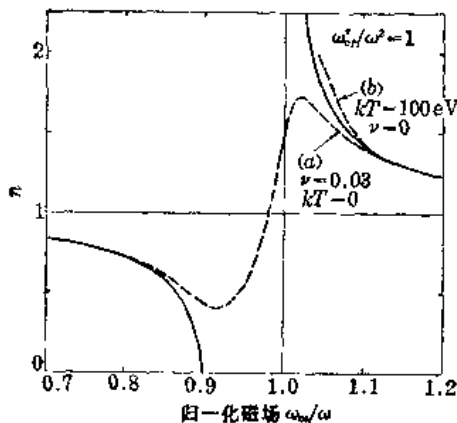


图 6.2.10 在回旋共振频率附近, 温度效应和碰撞效应对右旋波的折射率 n_r 的修正

一般说来, 它是近于 1 的数值, 只是在回旋共振频率附近对右旋波才较显著。温度效应和碰撞类似, 它使共振现象变得不尖锐, 不过这两种效应的修正方向是相反的, 如图 6.2.10 所示。该图画出了平行于磁场传播的右旋波在回旋共振频率附近折射率 n_r 随温度和碰撞效应而修正的情况。当波的传播方向与磁场 B_0 垂直时, 寻常波和异常波的折射率分别为

$$\begin{aligned} \tilde{n}_{or}^2 &\simeq \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu)} \right] \\ &\times \left\{ 1 + \frac{\omega \omega_{pe}^2}{(\omega - j\nu)[(\omega - j\nu)^2 - \omega_{ce}^2]} \frac{kT_e}{m_e c^2} \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (6.2.15)$$

$$\tilde{n}_{ex}^2 \Big|_{\substack{\nu \rightarrow 0 \\ T \rightarrow 0}} \simeq \left\{ \frac{[1 - (\omega_{pe}/\omega)^2] - (\omega_{ce}/\omega)^2}{1 - (\omega_{pe}/\omega)^2 - (\omega_{ce}/\omega)^2} \right\} \left\{ 1 + \frac{\omega_{pe}^2 [(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 + \omega_{ce}^2 (7\omega^2 - 4\omega_{pe}^2) - 8\omega_{ce}^4]}{(\omega^2 - 4\omega_{ce}^2)(\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2)^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} \right\}^{-1}. \quad (6.2.45')$$

由此可以看到,寻常波的折射率不再是与磁场无关,而且在回旋频率附近出现共振;类似地,异常波在上混合共振频率 $\omega_{ua}^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2$ 和在 ω_{ce} 的二次谐波频率处也出现共振。

§ 6.3 微波探针诊断技术

根据上面所述的等离子体光学特性与其参数的关系,我们可以设计出利用微波作为探针进行等离子诊断的各种方法。不过随着激光技术的发展,有一些诊断方法已为激光探针所取代。

§ 6.3.1 透射和反射测量

透射测量是最简单的一种微波诊断方法,其实验装置大致如图 6.3.1 所示,它主要是利用前面所述的微波传输的截止现象。例如在无磁场时,当传输的微波频率 ω 小于 ω_{pe} 或者

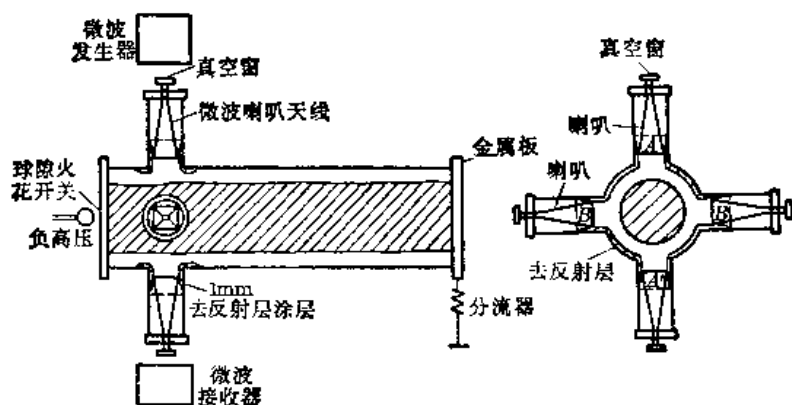


图 6.3.1 微波透射测量

电子密度 N_e 大于临界密度 N_c 时,电磁波就完全不能通过等离子体。于是,用已知频率的

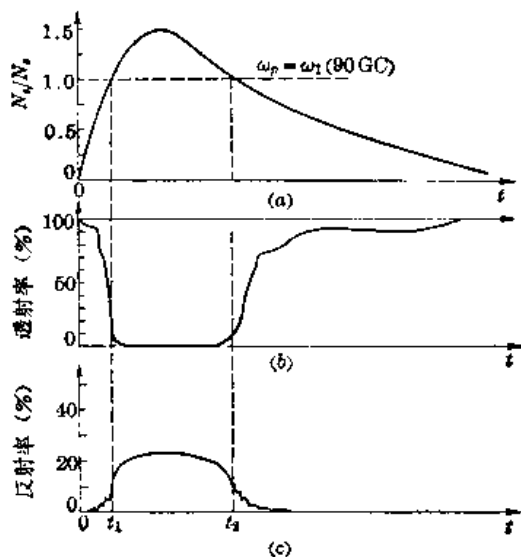


图 6.3.2

(a) 等离子体密度变化 (b) 透射率波形
(c) 反射率波形

微波经喇叭天线向等离子体发射,微波穿过等离子体后再由天线接收,最后由前面介绍过的各种接收器接收和测量。根据接收器有无输出信号,就可以判断该等离子体的电子密度是低于还是高于相应的临界密度。图 6.3.2 是一个例子,图(a)表示电子密度随时间变化的实际情况,图(b)则是由接收器测得的透射率的波形,在 t_1 和 t_2 处透射率趋于零,它表示相应时刻的电子密度应当等于临界密度。如果用几种频率微波作透射率测量,就可以得到较多的电子密度数据。虽然这种测量所得的数据有限,但是它简单易行,而且结果明显,还是一种有用的诊断方法。但要注意磁约束等离子体装置必须是真空密封的,如果将喇叭天线放在密封窗外面,会使辐射的方向性受影响。最好将喇叭口伸入到真空室中,而在喇叭末端的联接法兰处,用极薄的(例如几十微米)的云母、人造云母或者聚四氟乙烯、Mylar 等薄膜加以密封。在接近喇叭口的壁上要有防止反射的涂层,以避免散杂反射波的干扰。例如用碳粉

在接近喇叭口的壁上要有防止反射的涂层,以避免散杂反射波的干扰。例如用碳粉

和碳化硅或碳化硼粉渗入到瓷漆中,涂于壁上可以形成一层耐热而牢固的吸收层。

如果在图 6.3.1 所示的实验装置中,加上定向耦合器(带隔离器)组成所谓反射计(图 6.3.3)还可以测量反射波。当等离子体密度大于该入射频率下的临界密度时,就会有大的反射波出现,图 6.3.2c 就是用这种反射测量安排所得到的反射率波形。

如果等离子体有明确的边界,如图 6.3.3 中的 I 、 II 面,那么微波在这两个交界面上都会发生反射,反射率 ρ 与反射面两边的介质的波阻抗 Z_w 有关。和前面讲过的同轴线及波导的情况相类似,微波在从介质 1 到介质 2 的反射面上的反射率 ρ 和透射率 τ 分别为:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\rho}_{1,2} &= \frac{\tilde{E}^-}{\tilde{E}^+} = \frac{\tilde{Z}_{w2} - \tilde{Z}_{w1}}{\tilde{Z}_{w2} + \tilde{Z}_{w1}}, \\ \tilde{\tau}_{12} &= (1 - \tilde{\rho}_{1,2}) = \frac{2\tilde{Z}_{w1}}{\tilde{Z}_{w2} + \tilde{Z}_{w1}}, \end{aligned} \right\} \quad (6.3.1)$$

式中

$$\tilde{Z}_w = \sqrt{\frac{\mu_r \mu_0}{\epsilon_r \epsilon_0}}.$$

因此,按功率计算 I 、 II 面的反射率和透射率分别为(其中一边介质的电子密度为零,相当于真空):

$$\left. \begin{aligned} \eta &= |\tilde{\rho}|^2 = \left| \frac{1 - \tilde{\epsilon}_r^{1,2}}{1 + \tilde{\epsilon}_r^{1,2}} \right|^2 = \frac{(1-n)^2 + \chi^2}{(1+n)^2 + \chi^2}, \\ \xi &= 1 - \eta = \frac{4n}{(1+n)^2 + \chi^2}. \end{aligned} \right\} \quad (6.3.2)$$

如果考虑到微波在 I 、 II 面间的多次反射,则电磁波的总反射率为:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_T &= \tilde{\rho}_1 + \tilde{\tau}_1 \exp(-2\tilde{\gamma}\mathcal{L}) \tilde{\rho}_2 \tilde{\tau}_2 + \tilde{\rho}_1 \tilde{\tau}_1 \exp(-4\tilde{\gamma}\mathcal{L}) \tilde{\rho}_2^2 \tilde{\tau}_2 \\ &+ \tilde{\rho}_1^2 \tilde{\tau}_1 \exp(-6\tilde{\gamma}\mathcal{L}) \tilde{\rho}_2^3 \tilde{\tau}_2 + \dots = \frac{\tilde{\rho}_1 [1 - \exp(-2\tilde{\gamma}\mathcal{L})]}{1 - \tilde{\rho}_1^2 \exp(-2\tilde{\gamma}\mathcal{L})}, \end{aligned}$$

其中 $\tilde{\rho}_1$ 、 $\tilde{\tau}_1$ 和 $\tilde{\rho}_2$ 、 $\tilde{\tau}_2$ 分别代表从真空到等离子体及从等离子体到真空的反射率和透射率, \mathcal{L} 为等离子体厚度, $\tilde{\gamma} = \alpha + j\beta$, 其意义同前。如果按功率计算,则总的反射率 R 、透射率 T 和吸收率 A 分别为:

$$\left. \begin{aligned} R &= |\tilde{\rho}_T|^2 = \frac{\eta [1 + (1-2\eta) \exp(-4\alpha\mathcal{L})]}{1 - \eta^2 \exp[-4\alpha\mathcal{L}]}, \\ T &= \frac{(1-\eta)^2 \exp(-2\alpha\mathcal{L})}{1 - \eta^2 \exp(-4\alpha\mathcal{L})}, \\ A &= \frac{(1-\eta) [1 - \exp(-2\alpha\mathcal{L})]}{1 - \eta \exp(-2\alpha\mathcal{L})}. \end{aligned} \right\} \quad (6.3.3)$$

它的特点是随着等离子体密度的变化会有振荡式的变化,图 6.3.4 表示等离子体厚度等于 4 个波长时,反射率 R 、透射率 T 、吸收率 A 随 N_e/N_c 变化的曲线。如果等离子体没有尖

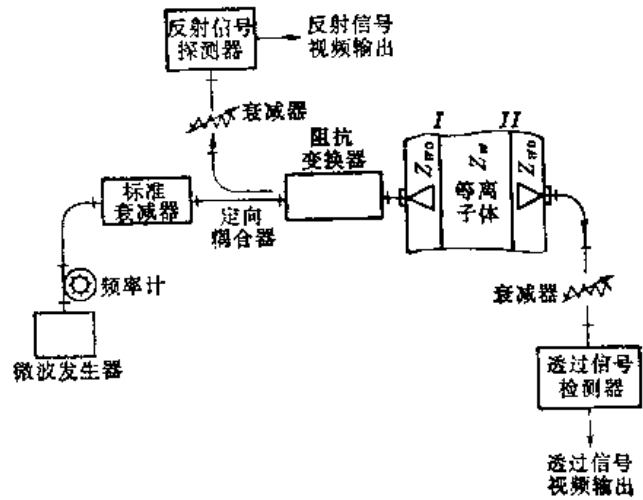


图 6.3.3 微波反射测量

锐的交界面, 反射率的计算是很复杂的, 图 6.3.5b 是假定交界处有一个深度为 d 的线性变化的密度分布区(图 6.3.5a)时, 反射系数 $|\tilde{\rho}|$ 与 d/λ 的关系。 $d/\lambda=0$, 即上述尖锐边界的情况, 而当 $d/\lambda \gg 1$, 即是密度缓变的情况, 这时反射系数将趋于零。

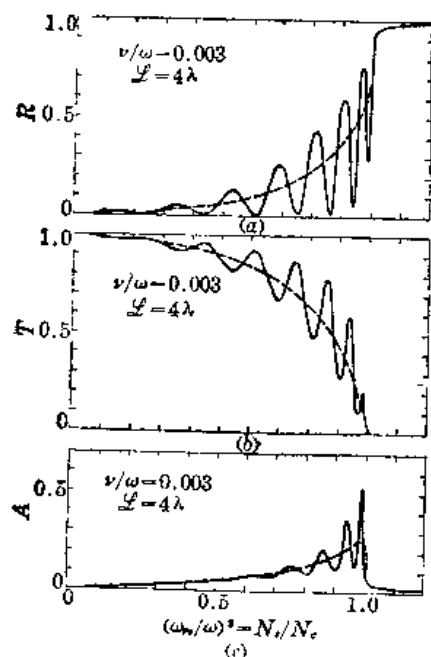


图 6.3.4 有尖锐边界时微波多次反射的总反射率

在计算透射率时, 还要注意到波的折射效应。图 6.3.6 表示一个圆柱形或球形等离子体对微波折射的情况。由于等离子体的折射率 n 常小于 1, 因此它将使入射波发散, 从而使接收器实际接收到的透射波的立体角将不是 Ω 而是 Ω' 。此外, 衍射效应也会引起一部分光能的损失。在计算微波的透射率时, 这些因素都要考虑, 否则会影响透射实验的测量精度。

§ 6.3.2 微波干涉仪

微波诊断技术中最有成效的方法, 就是利用微波干涉法测量等离子体所引起的相位变化。微波干涉仪大多是双波束干涉仪, 图 6.3.7a 是这类微波干涉仪的一种实验安排。微波发生器输出的微波被 T 形分支分成两路, 一路作为探测波通过待测的等离子体; 另一路作为参考波通过可变衰减器和相移器, 然后这两路微波再通过一个 T 形分支相混合, 其输出的合成波经检波器检测后输出一个视频信号, 它经视频放大器放大后送至示波器显示。我们知道, T 形分支的输出与

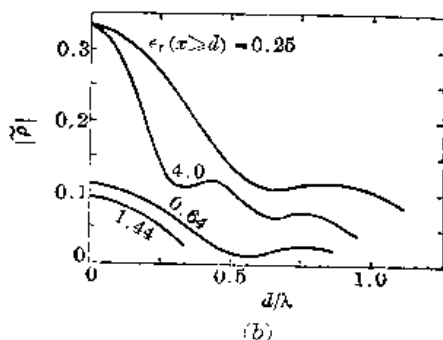
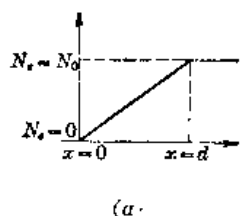


图 6.3.5 有缓变边界时的反射率

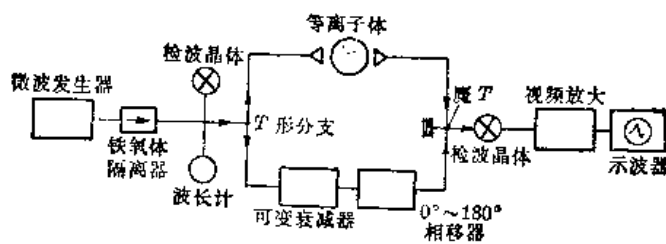
两路输入波的相位差有关。例如, 对于 $E-T$ 分支, 当两路输入波的相位和幅度均相同时, 其输出功率为零。我们就可以利用这一特性, 在没有等离子体时, 调节参考支路上的可变衰减器和相移器, 使干涉仪的输出为零。当产生等离子体后, 随着等离子体密度 N_e 的变化, 将使通过等离子体的探测波束的相位发生相应的变化:

$$\Delta\phi(t) = -\frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L (1-n) dx, \quad (6.3.4)$$

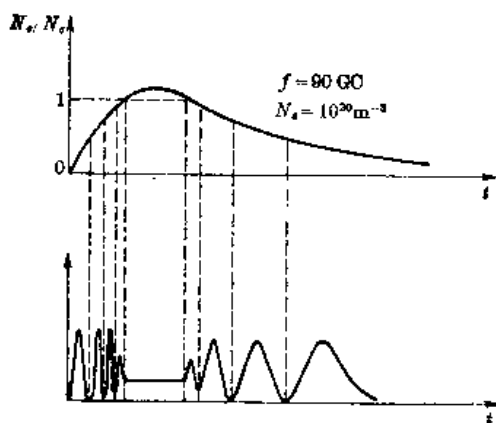
式中 L 是探测波束通过等离子体的程长。因此, 干涉仪将输出一个与 $\cos \Delta\phi(t)$ 成正比的干涉信号。如果入射电磁波的频率 ω_0 远大于等离子体粒子间的碰撞频率 ν , 且其波长 λ_0 远小于等离子体的特征线度(即 $\frac{D}{\lambda_0} > 5$); 此外, 入射波是沿与磁场 B_0 垂直的方向传播的寻常



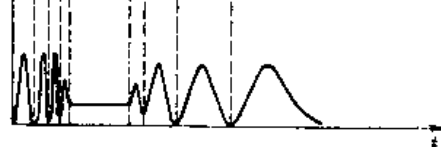
图 6.3.6



(a) 微波干涉测量的基本安排



(b) 等离子体密度变化的波形



(c) 干涉信号波形

图 6.3.7

波,则由(6.2.35)式可以得到折射率与等离子体密度间有如下关系:

$$n \simeq \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{1/2} = \left(1 - \frac{N_e}{N_c}\right)^{1/2}, \quad (6.3.5)$$

其中

$$N_c = \frac{4\pi^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} f_0^2 = 1.24 \times 10^{21} f_0^2 \quad (6.3.6)$$

是与电磁波频率相对应的临界密度。因此,干涉仪输出信号幅度变化的波形与等离子体密度随时间变化的波形之间有如图 6.3.7b、c 所示的对应关系。这样,只要从干涉仪的输出信号波形中测出每一时刻的相位移动值,就可以求出 N_e 随时间变化的数值。这就是微波干涉法用以测定等离子体电子密度的基本原理,下面我们进一步讨论与干涉法测量有关的问题。

可测的密度范围 当 $\omega_{pe}^2 \ll \omega^2$ (即 $N_e \ll N_c$) 时,折射率(6.2.5)式可进一步近似为

$$n \simeq 1 - \frac{1}{2} \frac{N_e}{N_c},$$

将它代入(6.3.4)式,就可求得在探测束的波程上等离子体的平均密度

$$\bar{N}_e \simeq 1.184 \times 10^6 \frac{f_0 \Delta \phi}{L}. \quad (6.3.7)$$

利用这个一级近似公式,我们可以估计这种干涉法可测的平均密度的动态范围。一般讲,它可测的最大平均密度 $(\bar{N}_e)_{\max}$ 是由截止条件决定的,但考虑到密度增高时,非线性和碰撞效应逐渐显著,因而实际上 $(\bar{N}_e)_{\max}$ 常由

$$(\bar{N}_e)_{\max} = \frac{1}{8} N_c \simeq 4.15 \times 10^{20} f_0^2 \quad (6.3.8)$$

决定。而可测的最小平均密度 $(\bar{N}_e)_{\min}$ 是由可测的最小相移 $\Delta \phi_{\min}$ (它取决于探测器的噪声电平、相移记录方式和系统的稳定性)决定的,即

$$(\bar{N}_e)_{\min} = 1.184 \times 10^6 \frac{f_0 \Delta \phi_{\min}}{L} \quad (6.3.9)$$

因此,可测的等离子体平均密度的动态范围为

$$\frac{(\bar{N}_e)_{\max}}{(\bar{N}_e)_{\min}} \sim 3.49 \times 10^{-9} \frac{f_0 L}{\Delta \phi_{\min}}, \quad (6.3.10)$$

它是与 f_0 成正比的。图 6.3.8 就是根据 (6.3.8) 和 (6.3.9) 式计算而求得的微波频率与可测的电子密度的上、下限的关系,其中已取 $\Delta \phi_{\min} = \frac{\pi}{10}$ 。由此可见,即使在托卡马克这类低密度的等离子体中,也必须用毫米波波段的微波干涉仪,才能测量其电子密度。对于高密度的等离子体,就必须用波长更短的亚毫米波或远红外激光干涉仪进行测量。

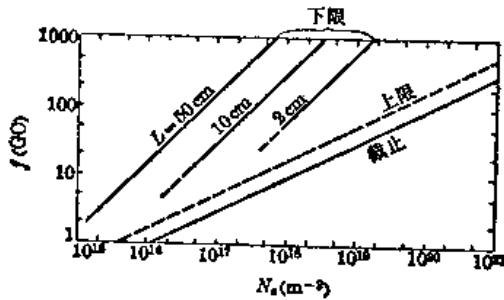


图 6.3.8 微波干涉仪可测的密度范围与微波频率 f 的关系

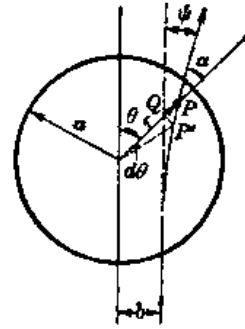


图 6.3.9 电磁波在圆柱形对称介质中传播的径迹

折射效应和波长选择 满足上述条件的电磁波在等离子体中传播时,当沿波传播路程上的折射率有变化时,除了其相位发生变化外,还会产生另一种重要的现象,这就是由折射率变化所引起的折射现象,它对干涉测量有重要影响。我们现以圆柱形对称的等离子体(假设它的电子密度是随半径 r 单调递减的函数)为例,来考虑折射效应的影响。根据几何光学 Snell 定律,通过圆柱形对称介质的横截面的光线径迹满足下述方程:

$$n(r)r \sin \alpha = \text{常数},$$

其中 α 是射线方向与径向的夹角(如图 6.3.9 所示)。因为当 r 很大时, $n(r) \rightarrow 1$, $r \sin \alpha \rightarrow b$ (b 为射线的碰撞参数),故上式的常数就等于射线的碰撞参数 b , 即

$$n(r)r \sin \alpha = b. \quad (6.3.11)$$

从三角形 $PP'Q$ 的几何关系,可以看到:

$$\left(r \frac{d\theta}{dr}\right)^2 = \tan^2 \alpha. \quad (6.3.12)$$

消去方程 (6.3.11) 和 (6.3.12) 中的 α , 就可得到射线的微分方程为:

$$\left(r \frac{d\theta}{dr}\right)^2 = \left[n^2(r) \frac{r^2}{b^2} - 1\right]^2.$$

将 (6.3.5) 式代入上式,最后就得到射线的轨迹方程为:

$$\left\{ \begin{aligned} \left| \frac{d\theta}{dr} \right| &= r^{-2} [b^{-2} - r^{-2} - b^{-2} V(r)]^{-\frac{1}{2}}, \\ V(r) &\equiv \frac{N_e(r) e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2}. \end{aligned} \right\} \quad (6.3.13)$$

式中

由此就可求得射线的偏转角为

$$\psi(b) = \pi - 2 \int_{r_0}^{\infty} \left| \frac{d\theta}{dr} \right| dr = \pi - 2 \int_{r_0}^{\infty} r^{-2} [b^{-2} - r^{-2} - b^{-2} V(r)]^{-\frac{1}{2}} dr, \quad (6.3.14)$$

式中 r_0 是射线最接近中心的距离, 即在该点, $\left| \frac{d\theta}{dr} \right| = 0$ 。如果电子密度分布 $N_e(r)$ 是已知的, 则由上式的积分就可求出在不同的 b 值下射线的偏转角。例如, 我们假设电子密度分布为抛物线分布形式, 即

$$N_e(r) = N_{e0} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]; \quad V(r) = V_0 \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]; \quad V_0 = \frac{N_{e0} e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2},$$

其中 a 为等离子体截面半径。将上式代入(6.3.14)式求积分, 可得:

$$\psi(b) = \sin^{-1} \frac{V_0 \left[\left(\frac{b}{a} \right)^2 - \left(\frac{b}{a} \right)^4 \right]^{1/2}}{\left[V_0 \left(\frac{b}{a} \right)^2 + \left(\frac{1 - V_0}{2} \right)^2 \right]^{1/2}}. \quad (6.3.15)$$

由此可见, 射线的偏转角是随射线的碰撞参数 b 而异, 它有一个最大的偏转角:

$$\psi_{\max} = \sin^{-1} V_0 = \sin^{-1} \{ 8.96 \times 10^{-23} N_{e0} \lambda^2 [\text{mm}] \}. \quad (6.3.16)$$

相应地, 由此最大偏转角造成的出射线在接收天线处的最大位置偏差为:

$$\Delta \simeq 2a \psi_{\max} \simeq 8.96 \times 10^{-23} \lambda_0^2 [\text{mm}] (2a N_{e0}). \quad (6.3.17)$$

由此可见, 等离子体密度梯度的折射效应, 将使通过等离子体的探测束产生偏转, 使出射波束在接收天线处产生位置偏移, 并且最大偏移近似地与入射波长的平方成正比。因此, 微波干涉仪所用的波长越长, 折射效应的影响越严重, 特别是在多道干涉仪中, 折射效应将使各道的干涉信号间产生干扰。

从前述的分析我们知道, 对于用作干涉仪的微波源, 一方面要求其波长足够长, 以便能产生足够大的相移 $\Delta\phi$, 以便于检测; 另一方面, 又要求其波长足够小, 以使折射效应所引起的出射波的偏移足够小。因此微波波长的选择要适当, 要待测的等离子体的 $2N_{e0}a$ 值相适应, 当 $2a N_{e0}$ 值越大, 所用的波长应越短。一般讲, 当 $2a N_{e0} \lesssim 10^{10} \text{ m}^{-2}$ 时, 可以用毫米波进行干涉测量, 而当 $2a N_{e0} \gtrsim 10^{20} \text{ m}^{-2}$ 时, 就必须用亚毫米波进行干涉测量。

相位变化的测量方法 干涉测量技术实际上最终可归结为相位变化的探测和记录。现已发展了各种微波干涉仪, 它们的主要区别之一, 就是所采用的相移的探测和记录方式不同。图 6.3.7a 所示的干涉仪是其中的一种, 它的特点是直接探测和记录相位的变化, 系统比较简单。但该系统不能识别相位变化的方向(即相位是增大还是减小), 因而难以测量等离子体密度的复杂变化; 而且, 它是直流测量, 因而低频噪声的干扰对测量结果的影响比较严重。以下

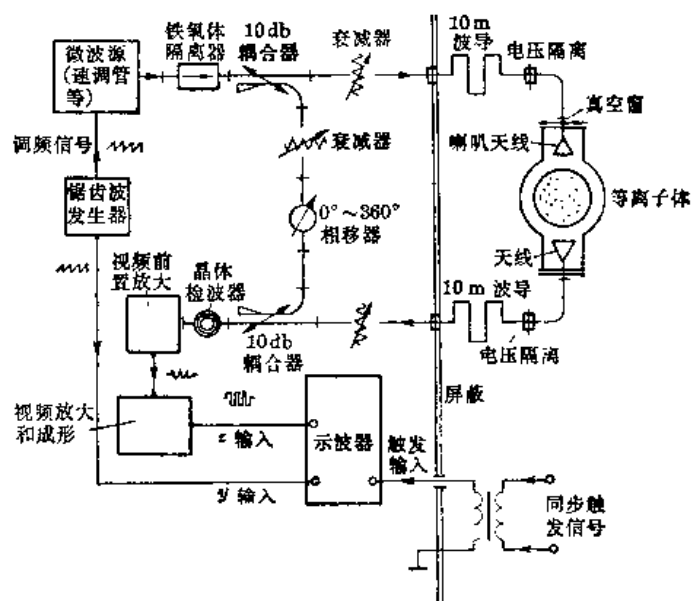


图 6.3.10 频率调制式条纹移动干涉仪

的复杂变化; 而且, 它是直流测量, 因而低频噪声的干扰对测量结果的影响比较严重。以下

我们再介绍几种干涉仪,以便对微波干涉仪中所用的几种典型的相移的探测和记录方法有更好的了解。

1. 频率调制式条纹移动干涉仪 图 6.3.10 就是这类干涉仪的实验安排。微波源(例如调速管、返波管等可以电调制的发生器)被锯齿波发生器输出的扫描信号所调制,产生并输出一个频率周期性线性变化的微波束:

$$f(t) = f_0 + \Delta f \frac{t}{T_m}, \quad (6.3.18)$$

式中 Δf 为频率变化幅度, T_m 为锯齿波信号周期。它通过定向耦合器后被分成两路,一路作为探测束,通过等离子体;另一路作为参考束,通过可变衰减器和相移器。然后,这两路波束又通过定向耦合器而被混合,随后其合成波又被具有平方律特性的检波晶体所检被。但在这种干涉仪中,参考臂的波导长度比探测臂的长度短得多,以便在探测臂中无等离子体时在两臂间能产生一个可变的相位差。设两路微波通过探测臂和参考臂时所产生的相移分别为 ψ_1 和 ψ_2 , 则当探测臂中无等离子体时,它们分别为

$$\phi_1 = 2\pi \int f(t) dt + \frac{2\pi}{\lambda_g} L_1 + \frac{2\pi}{\lambda} L_P; \quad (6.3.19)$$

$$\phi_2 = 2\pi \int f(t) dt + \frac{2\pi}{\lambda_g} L_2 + \frac{2\pi}{\lambda} L_P, \quad (6.3.20)$$

其中 L_1, L_2 分别为探测臂和参考臂的波导长度, λ_g 为波导波长; $\frac{2\pi}{\lambda} L_P$ 为在等离子体装置中没有等离子体时,波在其中传播时所产生的相移(这里认为波在其中传播相当于在自由空间传播), λ 为真空中波长,在 ψ_2 的式子中也加了这一项,这是由相移器产生的等效相移。因此在没有等离子体时,两臂的相移差为

$$\Delta\phi_0 = \psi_1 - \psi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_g} (L_1 - L_2) = \frac{2\pi}{\lambda_g} \mathcal{L}, \quad (6.3.21)$$

其中 $\mathcal{L} = L_1 - L_2$ 为两臂的波程差。把

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_c)^2}} = \frac{c}{\sqrt{f^2 - f_c^2}},$$

其中 λ_c, f_c 分别为波导的截止波长和截止频率,以及(6.3.18)式代入(6.3.21)式,则得

$$\begin{aligned} \Delta\phi_0 &= \frac{2\pi \mathcal{L}}{c} \sqrt{\left(f_0 + \frac{\Delta f}{T_m} t\right)^2 - f_c^2} \simeq \frac{2\pi \mathcal{L}}{c} \sqrt{f_0^2 - f_c^2} \left(1 + \frac{f_0}{f_0^2 - f_c^2} \cdot \frac{\Delta f}{T_m} t\right) \\ &= \frac{2\pi \mathcal{L}}{\lambda_{g0}} + \frac{\mathcal{L}}{\lambda_0} \cdot \frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta f}{f_0} \omega_m t, \end{aligned} \quad (6.3.21')$$

其中

$$\lambda_{g0} \equiv \frac{c}{\sqrt{f_0^2 - f_c^2}}, \quad \lambda_0 \equiv \frac{c}{f_0}, \quad \omega_m \equiv \frac{2\pi}{T_m}.$$

如果选择

$$\frac{\mathcal{L}}{\lambda_0} \cdot \frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta f}{f_0} = m,$$

m 为正整数,那么两臂固有的相移差为

$$\Delta\phi_0 = \frac{2\pi \mathcal{L}}{\lambda_{g0}} + m\omega_m t, \quad (6.3.22)$$

$m\omega_m$ 就是以后探测器输出的中频频率。当探测臂中有等离子体时,(6.3.19)式就变为

$$\phi_1 = 2\pi \int f(t) dt + \frac{2\pi}{\lambda_g} \int_{L_1} dx + \frac{2\pi}{\lambda} \int_{L_P} n dx. \quad (6.3.19')$$

相应地,两臂的相移差就变为

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_{g0}} \mathcal{L}' + m\omega_m t - \frac{2\pi}{\lambda} \int_{L_g} (1-n) dx = \Delta\phi_0 - \Delta\phi_P, \quad (6.3.23)$$

其中 $\Delta\phi_P = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{L_g} (1-n) dx$ 就是等离子体所引起的附加相移变化。

设两路微波的振幅分别为 U_1, U_2 , 则它们经定向耦合器混合后, 其合成波的振幅为

$$U = [U_1^2 + U_2^2 + 2U_1U_2 \cos \Delta\phi(t)]^{1/2}.$$

它被具有平方律特性的检波晶体检测后, 得到一个低频的交变信号

$$u(t) \propto U_1U_2 \cos \Delta\phi(t) = U_1U_2 \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda_{g0}} \mathcal{L}' + m\omega_m t - \Delta\phi_P(t) \right]. \quad (6.3.21)$$

检波晶体输出的干涉信号经视频放大器放大和成形器整形(整形成矩形脉冲)后, 输入到记录示波器的强度调制输入端(即 z 输入)。与此同时, 锯齿波发生器输出的锯齿调制波也输入到示波器的 y 输入端。当没有等离子体时, 在示波器上得到一个强度被调制成 m 段的垂直线; 当示波器的 x 轴进行扫描并且扫描速度比上述调制锯齿波(y 轴)的扫描速度慢时, 上述亮段就展开成一组平行亮带, 从而形成一组明暗相间的干涉条纹, 这就是所谓的本底干涉条纹。条纹每变化一个周期相当于相角变化 2π 弧度。当探测臂中有等离子体时, 随着电子密度的变化, 产生了附加的相位差变化, 从而使明暗条纹的位置产生相应的移动。在图 6.3.11 中, 我们用图示直观地表示了这类干涉仪得到的干涉条纹的移动与等离子体密度变化的对应关系。

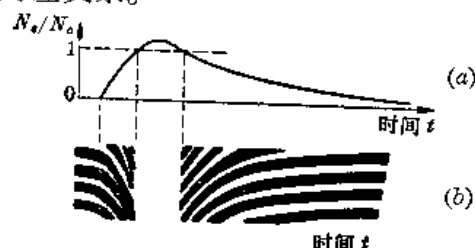


图 6.3.11 干涉条纹移动与假设的等离子体密度变化的关系

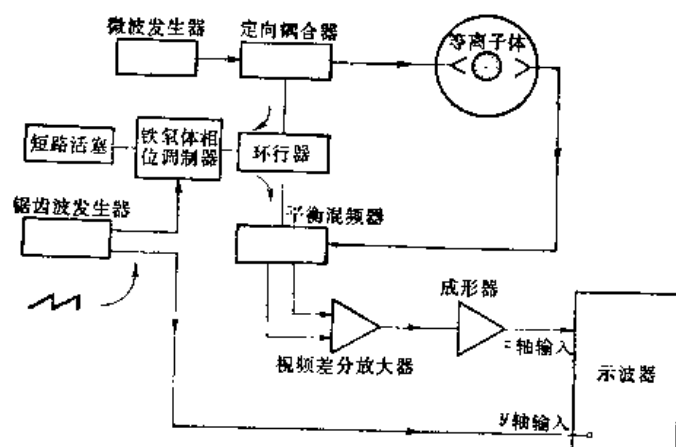


图 6.3.12 相位调制式条纹移动干涉仪

由上述可看到, 这种干涉仪是由于应用频率调制形成低的视频信号的方法而探测相移差的变化, 它可避免微波幅度的变化以及低频噪声对相移测量的影响; 而且, 从干涉条纹的移动可以很明确地确定电子密度的变化方向。此外, 由于这种干涉仪中改变中频频率的方法很简单, 只要选择不同的波程差, 就可以得到多种的中频信号, 因而可以很容易地将它推广, 用于进行多道干涉测量。其主要缺点是测量灵敏度不高, 相位移动的测量精度很难超过 $\frac{2\pi}{10}$ 。

2. 相位调制式条纹移动干涉仪 这类干涉仪中, 相移的记录方式与前述的记录方式完全相同, 它与前述的干涉仪的主要区别是产生频移的方法不同。如图 6.3.12 所示, 未经调制的微波发生器产生一固定频率的微波, 然后被分成两路, 一路作为探测束, 直接通过待测的等离子体; 另一路作为参考束, 它经铁氧体调相器(用锯齿波发生器驱动)相位调制后, 变为相位周期性变化的参考信号。如果锯齿波的周期为 T_m , 线性调制产生的最大相移为

$2m\pi$, 则它产生的相位变化为

$$\Delta\phi_0 = m \frac{2\pi}{T_m} t - m\omega_m t,$$

其中 $\omega_m = \frac{2\pi}{T_m}$ 。同样地, 它在混频器内和探测波束混频后, 便产生一个包含有等离子体相位变化信息的中频信号:

$$u \propto U_1 U_2 \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda_{p0}} L + m\omega_m t + \Delta\phi_P(t) \right]。$$

这个信号经类似的处理后, 便能在记录示波器中显示出等离子体所产生的条纹移动。与频率调制式条纹移动干涉仪相比, 它有以下几个优点: (1) 探测臂的波导长度较短, 可减小传输损失; (2) 可以消除因系统阻抗不匹配所产生的“假条纹”信号。但它应用于多道测量时, 系统比较复杂, 而且成本高。

3. 极图显示型干涉仪 上述两种干涉仪只能得到相角差随时间变化的信息。为了能够在一次测量中同时获得微波通过等离子体后幅度和相角变化的信息, 可以采用与雷达波扫描相类似的极坐标显示方法。如图 6.3.13 所示, 参考波束又分成功率相等的两个支路, 且它们的相角差 $\frac{\pi}{2}$ 。探测波束通过等离子体后也分为功率相等的两个支路, 它们分别与两个参考波支路在各自的混频器上被混频检波。检波后的输出信号分别与 $U_1 U_2 \cos \Delta\phi(t)$ 及 $U_1 U_2 \sin \Delta\phi(t)$ 成正比。它们经放大后, 分别输入到记录示波器的 x, y 输入端上, 在示波器的荧光屏上就得到透射波的幅度和相位变化的极坐标图。极图上各点到中心的距离与透射波束的幅度 U_1 成正比, 而它们的连线和水平轴间的夹角为相移 $\Delta\phi(t)$ 。随着等离子体密度的变化, 示波器上将显示出一条螺旋式的曲线。为了标定时间, 还可在示波器的 z 输入端输入时标脉冲信号。这种显示方法的缺点是: 当等离子体密度有复杂变化时, 难以辨认由此而产生的相位角的复杂变化。它的相移的读数精度可以达到 $\frac{2\pi}{100}$ 。

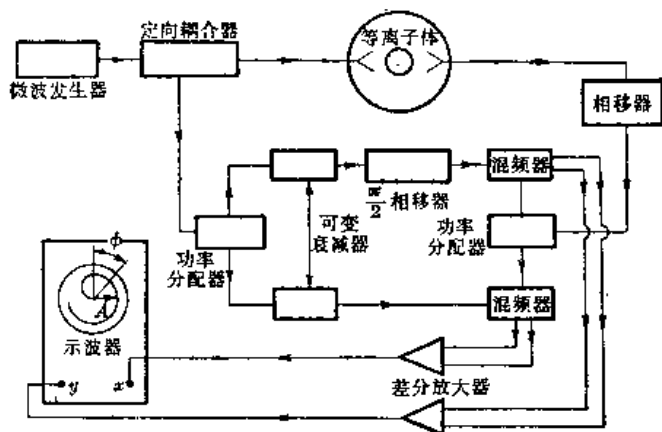


图 6.3.13 极图显示式干涉仪

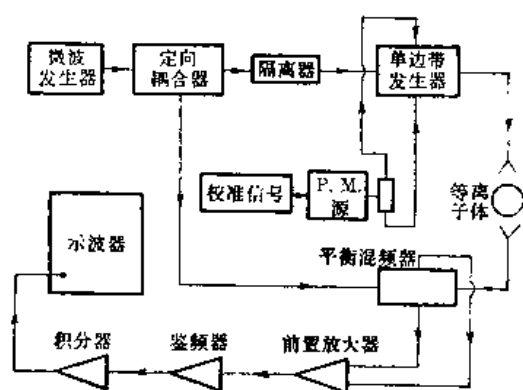


图 6.3.14 直接读出相移的干涉仪

4. 直接读出相移的干涉仪 如果测量系统能够得到直接地与相位变化成正比的输出电压, 这从数据处理的角度来看是比较理想的。图 6.3.14 所示的系统就是这类系统的一个例子。微波发生器输出的频率为 f_0 的微波分成两路, 其中探测束经单边带发生器与低频信号 f_m 混频后, 产生上边带信号 $f_0 + f_m$, 它通过等离子体后, 将产生相位变化 $\Delta\phi(t)$, 这也

越多,即一次实验所要记录的干涉信号的数据量将会显著地增多。在这种情况下,上述各种干涉仪都不能适应记录大量数据的需要。为克服这一缺点,近几年来已发展了数字化记录的

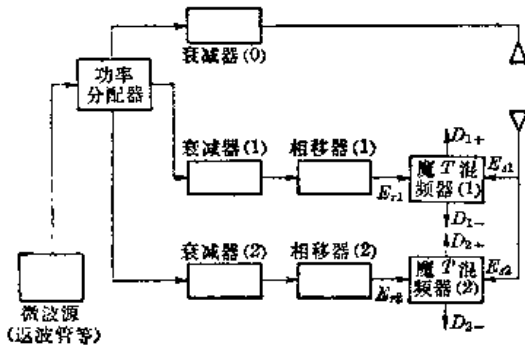


图 6.3.16 数字微波干涉仪的微波电路框图

微波干涉仪,它可以方便地记录、存储大量的数据,而且便于与电子计算机联用,使干涉仪数据的获取和处理大为简化。图 6.3.16 是一种数字式微波干涉仪的框图,微波源输出的微波通过功率分配器,分为三路输出,它们分配的功率比例大致为 2:1:1。功率比较大的支路作为探测束支路,它通过喇叭形发射天线直接射入等离子体,其出射功率被接收天线所接收,然后又分为两个支路,分别输入到两个魔 T 混频器中;另外两个功率较小的支路作为参考束支路,它们各自通过衰减器、相移器,最后也分别输入到两个魔 T 混频器中。

在两个混频器中,两路参考束分别与两路探测束相混频,从而两个平衡混频器得到如下的输出信号

$$\left. \begin{aligned} D_{1,2}^+ &= A_+ |E_{r,1,2} + E_{s,1,2}|^2, \\ D_{1,2}^- &= A_- |E_{r,1,2} - E_{s,1,2}|^2, \end{aligned} \right\} \quad (6.3.25)$$

式中 A_{\pm} 为与二极管混频效率有关的常数。它们分别输入到四个缓冲放大器中,使它们的幅度相等。然后将每个混频器输出的和、差信号输入到差分放大器中,由于 D_1 、 D_2 信号中均含有 $|E_{r,1,2}|^2$ 、 $|E_{s,1,2}|^2$ 项,它们相抵消,故差分放大的输出信号为

$$V_{1,2} = A_{1,2} \cos \Delta\phi_{1,2}(t), \quad (6.3.26)$$

其中 $\Delta\phi_{1,2}(t)$ 为两路探测束和参考束的总相位差,它们均包括等离子体所引起的相位差 $\Delta\phi_P(t)$ 、波程差和相移器所引起的相位差 $\Delta\theta_{1,2}$ 。如果我们调整相移器,使 $\Delta\theta_{1,2}$ 相差 $\frac{\pi}{2}$ 弧度,即

$$\Delta\theta_1 - \Delta\theta_2 = \frac{\pi}{2},$$

则(6.3.26)就变为:

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= A_1 \sin(\Delta\phi_P + \phi), \\ V_2 &= A_2 \cos(\Delta\phi_P + \phi). \end{aligned} \right\} \quad (6.3.26')$$

V_1 、 V_2 中均包含等离子体所引起的相位变化 $\Delta\phi_P(t)$,我们可以用电子学的方法对它们进行处理。将它们分别送入过零甄别器,变为方脉冲信号,并用电子计数器记录上述信号过零的次数,即以 π 为单位对相移 $\Delta\phi(t)$ 进行计数。同时,为了判定 $\Delta\phi_P(t)$ 是由等离子体密度增加

或减少所引起的变化,可用电子学的方法判断 $V_2 \frac{dV_1}{dt}$ 的符号,即

$$V_2 \frac{dV_1}{dt} = A_1 A_2 \cos^2(\Delta\phi_P + \phi) \cdot \frac{d\phi_P(t)}{dt} \quad (6.3.27)$$

的符号。由此可见,当 $\frac{d\phi_P(t)}{dt} > 0$ 时, $V_2 \frac{dV_1}{dt} > 0$; 而当 $\frac{d\phi_P(t)}{dt} < 0$ 时, $V_2 \frac{dV_1}{dt} < 0$ 。因而,乘积 $V_2 \frac{dV_1}{dt}$ 为正值时,表明等离子体密度是在增加的;而 $V_2 \frac{dV_1}{dt}$ 为负值时,表明等离

子体密度是在减小的。这样,就可以设计一个逻辑电路,使得当 $V_2 \frac{dV_1}{dt} > 0$ 时,相移计数器完成相加的运算,而当 $V_2 \frac{dV_1}{dt} < 0$ 时,计数器完成相减的运算,则其输出就代表相角随时间的瞬时变化(以 π 为单位)。这些数据可以随时地输入到计算机中存储和处理,从而可以大大地简化干涉仪信号的处理过程。但这种数字式干涉仪测量精度不高,可测的最小相移为 π ,而且受电子学线路的限制,时间响应不快,这是它的一个缺点。

§ 6.4 等离子体微波辐射测量

在第三章中,我们已经指出,等离子体的轫致辐射中包含有低频的微波辐射成分,而回旋辐射则完全处于微波波段和远红外波段。此外,非热平衡的超热电子的切伦科夫辐射和等离子体集体运动的相干辐射等也常集中在微波波段。通过对这些微波辐射的测量,有可能获得等离子体电子温度、密度和磁场分布以及等离子体不稳定性等的信息。因此,对于高温等离子体的微波辐射的测量,也是重要的诊断途径之一。

§ 6.4.1 由热辐射功率测定电子温度

在低频区,特别是在等离子体频率稍离和回旋频率附近,等离子体的热辐射与黑体辐射很接近,容易由其辐射功率来测定其电子温度。而且,微波波段的辐射功率测量,可以利用微波超外差接收机,它比较灵敏而且具有确定的带宽;此外,它还能做到具有快的时间响应。因此,在等离子体诊断中,还经常利用热辐射功率的测量来测定电子温度。

在微波辐射测量中,都是用喇叭天线接收微波辐射的,然后,将其所接收的辐射通过匹配的波导送至超外差接收机上进行测量。现在我们来分析天线所接收的微波辐射功率与等离子体热辐射强度间的关系。如图 6.4.1 所示,设在天线的远场区 ($R \geq \frac{S_{\max}}{\lambda}$, R 为等离子体边界与天线间的距离, S_{\max} 为天线的最大有效截面积, λ 为所接收的辐射波长), 有一厚度为 d 的无限大、均匀的等离子体,它有均匀的电子温度 kT_e , 则喇叭天线所接收到的在 $\omega \rightarrow \omega + d\omega$ 频区内辐射功率是

$$P_\omega d\omega = \iiint \frac{U_{\omega, r} d\omega}{4\pi} (r^2 \sin \theta d\theta d\phi dr) \times \{\exp[-\alpha_\omega(r - R \sec \theta)]\} \left[\frac{S(\theta, \phi)}{r^2} \right], \quad (6.4.1)$$

式中被积函数的第一项为每单位体积等离子体向 (θ, ϕ) 方向的单位立体角内所发射的单一偏振方向的辐射功率(因为天线只接收单一偏振方向的辐射);第二项为体积元 dV ;第三项是考虑等离子体吸收而引入的衰减因子;第四项是天线所张的立体角, $S(\theta, \phi)$ 是天线的有效截面积,它与天线增益 $G(\theta, \phi)$ 有如下关系:

$$S(\theta, \phi) = G(\theta, \phi) \frac{\lambda^2}{4\pi}. \quad (6.4.2)$$

将(6.4.1)式对 r 积分,就可得到

$$P_\omega d\omega = \iiint B_\omega(T) d\omega [1 - \exp(-\alpha_\omega d \sec \theta)] G(\theta, \phi) \frac{\lambda^2}{4\pi} \sin \theta d\theta d\phi, \quad (6.4.3)$$

式中

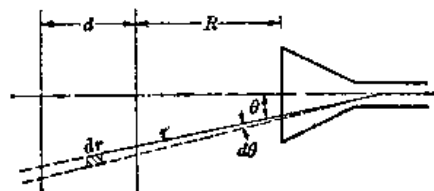


图 6.4.1 喇叭天线接收等离子体辐射的几何关系

$${}^1B_{\omega}(T) = \frac{{}^1U_{\omega, T}}{4\pi\alpha_{\omega}} = \frac{\hbar\omega^3}{8\pi^3c^2} \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (6.4.4)$$

为单偏振方向的黑体辐射亮度, 当 $\frac{\hbar\omega}{kT_e} \ll 1$ 时, 它可化为

$${}^1B_{\omega}(T) \simeq \frac{kT_e}{2\pi\hbar^2} \quad (6.4.4')$$

将(6.4.4')式代入(6.4.3)式, 即得

$$P_{\omega}d\omega = kT \frac{d\omega}{2\pi} \iint \frac{G(\theta, \phi)}{4\pi} [1 - \exp(-\alpha_{\omega}d \sec \theta)] \sin \theta d\theta d\phi = \varepsilon(\alpha_{\omega}d, G) kT \frac{d\omega}{2\pi}, \quad (6.4.5)$$

式中

$$\varepsilon(\alpha_{\omega}d, G) = \frac{1}{4\pi} \iint G(\theta, \phi) [1 - \exp(-\alpha_{\omega}d \sec \theta)] \sin \theta d\theta d\phi \quad (6.4.6)$$

常称为反射率, 它是等离子体的热辐射强度与同温度下的黑体辐射强度之比, 故又称为比辐射率, 它是等离子体光性厚度 $\alpha_{\omega}d$ 和天线增益 $G(\theta, \phi)$ 的函数。在我们所讨论的特殊情况(稀薄、均匀平板等离子体)下, 发射率与等离子体光性厚度 $\alpha_{\omega}d$ 的关系列于表 6.4.1 中。如

表 6.4.1 稀薄、均匀平板等离子体对几种典型的接收天线的发射率

天 线 种 类	增 益 $G(\theta, \phi)$	$\varepsilon(x=\alpha_{\omega}d)$
半球、各向同性辐射图 $G_0=3\text{dB}$	$\begin{cases} 2, & \text{当 } \theta < \frac{\pi}{2} \text{ 时} \\ 0, & \text{当 } \theta > \frac{\pi}{2} \text{ 时} \end{cases}$	$1 - \exp(-x) - xE_1(-x)$
余弦辐射图 $G_0=6\text{dB}$	$\begin{cases} 4 \cos \theta, & \text{当 } \theta < \frac{\pi}{2} \text{ 时} \\ 0, & \text{当 } \theta > \frac{\pi}{2} \text{ 时} \end{cases}$	$1 - (1-x)\exp(-x) + x^2E_1(-x)^{**}$
高增益 $G_0 \geq 10\text{dB}$	$2\delta(\theta)*/\sin \theta$	$1 - \exp(-x)$

* $\delta(\theta)$ 为狄拉克 δ 函数。

** $E_1(-x) = \int_{-\infty}^{-x} \frac{\exp(t)}{t} dt$ 。

果所测的辐射频率 ω 是在等离子体频率附近, 这时边界的反射效应就比较显著, 故在辐射测量中, 就必须考虑边界的反射效应。考虑到边界的反射效应后, 由(6.3.3)式可得, 等离子体对频率为 ω 的入射波的功率吸收系数为

$$A_{\omega} = \frac{1-\eta}{1-\eta\exp(-2\alpha_{\omega}d)} [1 - \exp(-2\alpha_{\omega}d)], \quad (6.4.7)$$

式中 η 为单边界的功率反射系数。根据基尔霍夫辐射定律, 吸收系数 A_{ω} 就等于该等离子体的热辐射强度。因而, 当考虑边界的反射效应时, 高增益天线所接收的等离子体热辐射功率为

$$P_{\omega}d\omega = \frac{1-\eta}{1-\eta\exp(-2\alpha_{\omega}d)} [1 - \exp(-2\alpha_{\omega}d)] kT \frac{d\omega}{2\pi} \quad (6.4.8)$$

由此可看到, 当 $\eta \rightarrow 0$ 时, 上式就简化到表 6.4.1 中高增益天线的情况, 即

$$P_{\omega}d\omega = [1 - \exp(-2\alpha_{\omega}d)] kT \frac{d\omega}{2\pi} \quad (6.4.8')$$

图 6.4.2 画出了低损耗 ($\omega_p^2 \gg \nu^2$)、中等厚度 ($d \gg c/\omega_p$) 的均匀平板等离子体的发射率的计

算曲线。图中阴影区的下限是假设边界尖锐,考虑边界反射效应时的发射率曲线;上限是假设边界缓慢变化,忽略边界的反射效应时的发射率曲线。其中 ω_0 是 $2\alpha_\omega d=1$ 时的频率,而反射率 η 和光学厚度分别为:

$$\eta = \begin{cases} 1, & \omega < \omega_p, \\ \left(\frac{1-n}{1+n} \right)^2, & \omega > \omega_p; \end{cases}$$

$$\alpha_\omega d = \begin{cases} \infty, & \omega < \omega_p, \\ \frac{1}{n} \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2, & \omega > \omega_p. \end{cases}$$

由上述分析可知,在某些简单的情况下,通过等离子体热辐射的测量,并结合微波的透射、反射实验测得的等离子体功率吸收率 A_ω 的数据,就可以测定等离子体的热辐射温度 kT 。但在实际进行辐射测量时,必须注意消除器壁等其它物体对辐射的反射,以免它对辐射测量产生严重的影响。

§ 6.4.2 微波辐射计

用来接收微波波段的热辐射(或准热辐射)的微波接收机,称为辐射计。上节已指出,微波天线所接收的热辐射谱,在很宽的频带内很接近于白噪声谱。辐射计所接收的热辐射信号可以是稳态的、慢变化的或是瞬变的信号。对于稳态或慢变化的辐射信号,通常是采用相干检测(亦称为相敏检测)方法进行检测。图 6.4.3 是一种相干检测辐射计的框图,

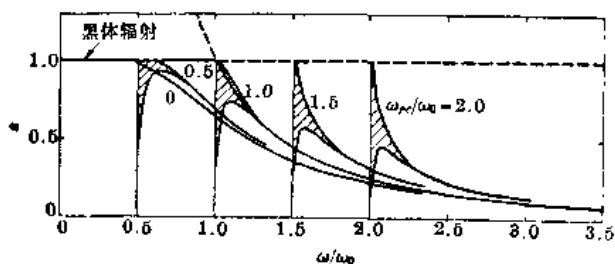


图 6.4.2 低损耗、中等厚度的均匀平板等离子体的发射率随 ω/ω_0 变化的曲线

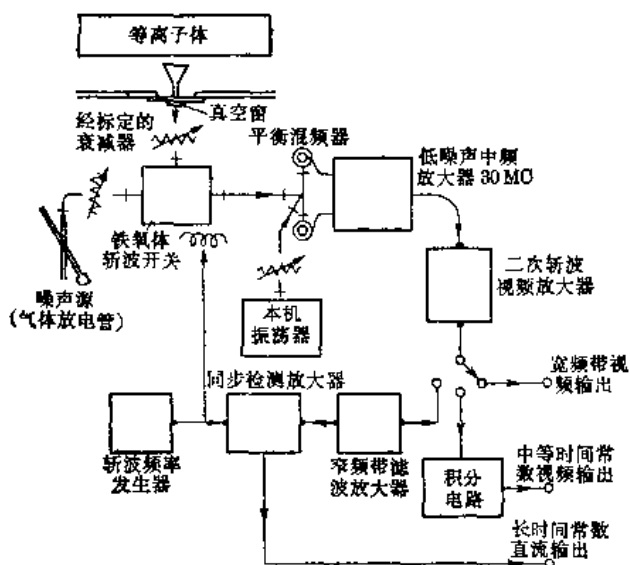


图 6.4.3 具有相干检测方式的辐射计框图

天线接收的热辐射信号被斩波开关所调制(幅度调制);经调制后的信号通过混频器混频,得到中频信号,它再通过检波,便得到一个视频信号,最后将这个调幅的视频信号与斩波信号同时输入到同步检测放大器(亦称相敏放大器),由于它们是同步的,因而得到放大。而电路中产生的噪声,由于未经斩波,它们与斩波信号是不同步的,该噪声信号将因平均化而减小(只要平均时间足够长)。这样就可以提高信噪比,从而使系统的灵敏度得到很大的改善。这种辐射计必须有信号调制器,除了用上述的铁氧体调制器外,还可用其它类型的调制器(如马达驱动的衰减器或相移器等),但必须注意,在调制器和混频器之间加隔离器,以免本机振荡信号反射到入射端,从而形成假信号。在图 6.4.3 所示的辐射计中由于用铁氧体调制器,它本身又能起隔离器的作用,因而不需要另加一个隔离器。对于快速变化的等离子体辐射,就不能用相敏检测的方法进行检测,必须用直接的、宽带检测方式,图 6.4.3 所示的辐射计也具有这种检测方式,它可以直接输出视频信号,或经积分电路输出视频信号,以适当减小

其它噪声。

由于微波天线所接收的热辐射谱近似为白噪声, 因而辐射计采用一个气体放电管作为噪声源进行初步标定; 当然, 也可用温度已知的热源进行绝对标定。图 6.4.3 中也画出了标



图 6.4.4 相关辐射计

定用的噪声源(气体放电管等)。

在等离子体诊断中, 为了判断等离子体集体效应所产生的辐射, 可以采用所谓“相关”辐射计进行检测。“相关”辐射计的结构大致如图 6.4.4 所示。两个天线放置在不同的位置上, 用以接收等离子体不同区域的辐射。其中一个天线接收的信号经过一个相移器后, 与另一个天线接收的信号在 T 形分支内相加, 其输出再用辐射计检测。如果所测的辐射与等离子体的集体效应有关, 则两天线所测的辐射是相关的, 它们的辐射就有一定的相位关系, 因此当调节相移器使其相移在一定范围内变化时, 辐射计输出就会发生变化。如果两天线所测辐射与集体效应无关, 则它们就没有固定的相位关系。这样, 调节相移器时, 辐射计的输出就不会有变化。

§ 6.4.3 电子回旋辐射的测量

在第三章中, 我们已指出电子回旋辐射的测量是一种很重要的诊断手段, 通过它的测量可以测定电子温度、密度等重要参数。由于电子回旋辐射的频率是发射点的回旋频率及其谐波频率, 这完全由发射点的磁场决定。于是, 在一些具有非均匀磁场分布的等离子体中, 只要知道了磁场的空间分布, 就可以根据回旋辐射谱推断出辐射强度的空间分布。此外, 其辐射强度与电子温度或电子密度有关。因此, 通过测量电子回旋辐射谱随时间的变化, 就可以测定电子温度或电子密度空间分布随时间的变化。由此可见, 回旋辐射测量可获得大量的信息, 这是其它的诊断方法所不具备的一个特点。因此, 电子回旋辐射测量在高温等离子体诊断中, 特别是在托卡马克等离子体诊断中, 是一种值得重视的诊断手段。

为了能从电子回旋辐射谱导出等离子体参数的空间分布, 必须保证电子回旋辐射与等离子体间的相互作用距离

$$L_n \equiv \Delta f_n / \left| \frac{d(n f_{ce})}{ds} \right| \quad (6.4.9)$$

远小于等离子体的宏观尺寸 L , 其中 Δf_n 是回旋辐射的 n 次谐波的轮廓宽度, s 是沿辐射观察方向上的距离。即只要满足 $L_n \ll L$ 的条件, 就可以保证辐射频率 f_n 和辐射的发射点间有确定的关系:

$$f_n = n f_{ce}(r) \quad (6.4.10)$$

这样, 只要等离子体磁场 B 随空间分布的函数精确地知道, 就可保证从辐射谱的测量获得等离子体参数的空间分布。由第三章分析可得, 当谱线轮廓宽度 Δf_n 主要是由多普勒加宽或相对论效应加宽决定时, L_n 可由下式给出:

$$L_n = \frac{B}{\left| \frac{dB}{ds} \right|} \times \begin{cases} \sqrt{2\pi} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^{1/2} \cos \theta, & \cos \theta > \sqrt{n} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^{1/2}; \\ \sqrt{2n\pi} \frac{kT_e}{m_e c^2}, & \cos \theta < \sqrt{n} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^{1/2}. \end{cases} \quad (6.4.9')$$

现在我们以托卡马克等离子体为例来讨论上述条件。在托卡马克等离子体中, 磁场主要由环向磁场决定, 其环向磁场在等离子体内的分布是不均匀的, 在环的赤道面上的分布可表示为:

$$B(r) = B_0 / \left(1 + \frac{r}{R}\right), \quad (6.4.11)$$

其中 B_0 、 R 为环的小圆截面中心处的磁感应强度和大环半径, r 为小圆的径向坐标, 在环内侧它为负值。于是, 沿环大半径方向观测回旋辐射时, 磁场变化的有效尺度为

$$L_B \equiv B / \left| \frac{dB}{ds} \right| = B / \left| \frac{dB}{dr} \right| = \frac{(R+r)^2}{R} \simeq R. \quad (6.4.12)$$

由(6.4.9')和(6.4.12)式可见, 对于 $kT_e = 1 \sim 10 \text{ keV}$ 的非相对论等离子体, L_n 约为大环半径的百分之几的量级, 此即为回旋辐射测量的极限空间分辨率。当然, 为了达到这样的空间分辨率, 回旋辐射测量仪器的频率分辨率必须小于线轮廓宽度 Δf_n 。

在上述条件下, 等离子体回旋辐射强度就可由辐射输运方程计算出来。我们知道, 电磁波在有磁场的等离子体中传播时, 可以分解为两种特征波型的迭加, 当传播方向垂直于磁场时, 特征波型为两种线偏振波, 即前面讲过的寻常波和异常波。两种特征波在等离子体中传播时, 它们的吸收系数各不相同。若假定没有入射辐射, 且各次谐波不重叠 (即要求 $\Delta f_n < f_{ce}$), 则我们可求得其表面辐射强度为:

$$I_i^{(i)} = {}^1B_{i,\tau} [1 - \exp(-\tau_i^{(i)})], \quad (6.4.13)$$

其中上标 (i) 代表特征波型; ${}^1B_{i,\tau}$ 为单偏振方向的黑体辐射表面亮度, 在微波波段, 它可用瑞利-金斯公式近似表示:

$${}^1B_{i,\tau} = \frac{f^2}{c^2} kT_e, \quad (6.4.14)$$

而 $\tau_i^{(i)} \equiv \int \alpha_i^{(i)} ds$ 为光性厚度。对于 $n > 1$ 的谐波, 在垂直于磁场方向传播的情况下, τ_i 的理论计算结果为:

$$\begin{aligned} \tau^{(z)}(nf_{ce}) &= \pi^2 \frac{f_{pe}^2(r)}{cf_{ce}(r)} \cdot \frac{n^{2n-2}}{(n-1)!} \left[\frac{kT_e(r)}{2m_e c^2} \right]^{n-1} \frac{B(r)}{\left| \frac{dB(r)}{dr} \right|} \\ &= 9.486 \times 10^{-17} \frac{(R+r)^2}{RB_0} N_e(r) \times \frac{n^{2n-2}}{(n-1)!} [9.776 \times 10^{-4} kT_e(r)]^{n-1}; \end{aligned} \quad (6.4.15)$$

$$\tau^{(or)}(nf_{ce}) = 0.15 \frac{kT_e(r)}{m_e c^2} \tau^{(z)}(nf_{ce}), \quad (6.4.16)$$

式中 r 为满足 $f = nf_{ce}(r)$ 关系的点坐标, (6.4.15) 数字式中 kT_e 单位为 keV。当 $\tau_i \gg 1$ 时, 这就是光性厚的情况, 这时表面辐射强度就接近于黑体辐射亮度, 即

$$I_i^{(i)} \simeq \frac{(nf_{ce})^2}{c^2} kT_e. \quad (6.4.17)$$

当 $\tau_i \ll 1$ 时, 这就是光性薄的情况, 这时表面辐射强度可近似地表示为:

$$I_i^{(i)} \simeq \frac{(nf_{ce})^2}{c^2} kT_e \tau_i^{(i)}. \quad (6.4.18)$$

对于典型的托卡马克等离子体参数, 由(6.4.15)和(6.4.16)式计算表明, 只有异常波的基波和二次谐波才是光性厚的, $n \geq 3$ 的异常波就是光性薄的, 而寻常波的基波及其各次谐波都是光性薄的。

由上述分析可知, 有两种方法通过电子回旋辐射测量可以测定电子温度分布。第一种方法是测量光性厚的谐波 (特别是异常波的二次谐波, 理由见本章末) 的辐射强度谱分布, 由

(6.4.17) 式就可求出相应的电子温度分布; 第二种方法是利用光性薄的谐波测量寻常波和异常波的辐射强度比, 则由(6.4.18)式可以得到

$$\frac{I_f^{(or)}}{I_f^{(ex)}} = \frac{\tau_f^{(or)}}{\tau_f^{(ex)}} = 0.15 \frac{kT_e(r)}{m_e c^2}, \quad (6.4.19)$$

从而由上式就可以导出电子温度分布。此外, 若要通过电子回旋辐射测定电子密度分布, 可以利用光性薄的谐波, 测量其绝对辐射强度的谱分布, 根据其辐射强度理论公式 [由(6.4.15)和(6.4.18)式可导出]:

$$I_f^{(ex)} \simeq \frac{n^{2n}}{(n-1)!} \cdot \frac{e^3 B(r) N_e(r)}{4\pi\epsilon_0 m_e c} \left[\frac{kT_e(r)}{2m_e c^2} \right]^n \frac{B(r)}{\left| \frac{dB(r)}{dr} \right|}, \quad (6.4.20)$$

只要电子温度分布 $kT_e(r)$ 已知 (或已用其它方法测出), 由上式就可以求出电子密度分布; 反之, 如果用其它方法已测出了电子密度分布, 由上式也可求出电子温度分布。以上分析中都是假定电子速度分布是麦克斯韦分布, 即假定等离子体是处在热动平衡状态。当等离子体中出现磁流体不稳定性时, 只要电子速度分布偏离麦克斯韦分布不大, 上述的分析仍适用, 于是利用光性厚谐波的回旋辐射也可以测定与等离子体不稳定有关的温度涨落。因而, 电子回旋辐射测量也是研究等离子体不稳定性的重要手段。由于回旋辐射测量能够空间分辨地测定电子温度的涨落, 这是它用于研究等离子体不稳定的重要优点。其它用于研究不稳定性的常规诊断方法中, 有的只能测量电子密度涨落, 而对温度涨落根本不灵敏 (如远红外激光散射、微波散射等); 而有的诊断方法 (如 X 射线诊断) 虽然与温度涨落有关, 但它对杂质含量和电子密度涨落同样灵敏, 而且是测量沿观测线的积分。因此, 利用电子回旋辐射测量来研究与等离子体不稳定有关的温度涨落现象, 是一种非常吸引人的方法。

此外, 在上述分析中, 我们没有考虑器壁反射的影响。实际上, 由于器壁反射的影响, 使得实际测得的光性薄谐波的辐射强度比按理论公式 (6.4.18) 式计算的要高得多, 这就使得依赖于光性薄谐波辐射强度测量的各种诊断方法, 都难以实际应用, 除非能够设计出性能良好的光吞食器, 使器壁的反射影响减弱到可忽略的程度。然而, 器壁反射效应对光性厚谐波几乎没有什么影响, 它的辐射强度仍接近于黑体辐射强度。因此, 目前在托卡马克等离子体

诊断中, 广泛地应用异常波的光性厚的谐波 (特别是其二次谐波) 的辐射强度测量来测定电子温度的空间和时间的分布。在托卡马克装置中, 磁场强度一般在 1~8 特斯拉量级, 因此其回旋辐射二次谐波的频率是处在毫米和亚毫米波段, 大致在 50 GHz 到 600 GHz 频率范围内。发射的功率一般为 $10^{-14} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, 因而需用高灵敏的探测器探测。在这个波段 (50~600 GHz) 的电子回旋辐射, 可以用微波和准光学的远红外技术进行探测和谱分析, 以下我们分别介绍几种典型的电子回旋辐射探测系统。

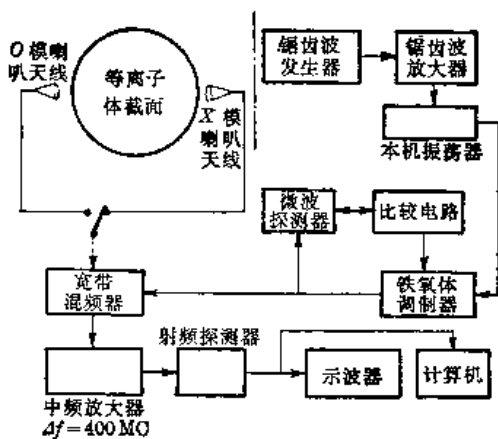


图 6.4.5 快扫描外差式微波辐射计框图

外差式微波系统 利用经典的微波技术探测电子回旋辐射的主要优点是: 具有非常好的频率分辨性能, 而且随着技术上的改进和发展, 现在已能用于同时监测整个等离子体上的 $2f_{ce}$ 谐波辐射谱, 故它已成为研究和探测等离子体电子回旋辐射的重要工具。图 6.4.5 是

美国 PLT 装置上所用的快速扫描外差式微波辐射计的方框图。它有两个 4 mm 微波喇叭天线放置在赤道面内沿大半径的方向上,其中之一放在大环内侧,用来接收异常模辐射;另一个放在环外侧,用来接收寻常模辐射。该辐射计用返波管作为本机振荡源,它被高压锯齿波(最大幅度 1 kV, 扫描周期 10 ms)电扫描,可扫过 60~90 GHz 的频率范围。返波管的输出功率被一反馈网络控制,使其输出功率较平稳。其混频器是宽频带、单端混频器,它在整个扫描频率范围内都有平的响应曲线。被接收的回旋辐射信号经与本机振荡混频后,产生一中频信号,中频信号被带宽为 $\Delta f = 400$ MHz 的中频放大器放大后,用一肖特基二极管检波器检出中频信号的包络线,它经视频放大器放大后送至计算机进一步处理或送至示波器显示出来。当喇叭天线和等离子体完全匹配时,则接收机所接收的回旋辐射功率是

$$P(f)\Delta f = kT_e\Delta f,$$

因此系统的输出信号是与 $kT_e\Delta f$ 成正比的, Δf 是由中频放大器的带宽决定的。对接收机可利用微波噪声管作为标准管进行绝对标定,但这样的绝对标定一般是较困难的,其精度难以好于 10%,则由此导出的电子温度的总精度一般在 $\pm 40\%$ 左右。因此,一般是利用该测量来测定 kT_e 的相对分布随时间的变化,而其温度绝对值则是通过与汤姆逊散射相比较而获得的。图 6.4.6 是用图 6.4.5 所示的系统在 PLT 装置上所得的一组电子温度分布的数据,它们相应于中性注入加热前后的温度分布,由图也可明显地看出中性注入对电子的加热效应。图 6.4.7 是用类似的非扫描外差式微波辐射计测得的频率为 f_{ce} (测量点以“·”表示)、 $2f_{ce}$ (测量点以“○”表示)的异常波的辐射强度分布,图中也画出了按激光散射测得的参数 $kT_e(0) \simeq 1\text{keV}$, $N_e(r) \simeq 3 \times 10^{13} \left(1 - \frac{r^2[\text{cm}]}{40^2}\right)$ 而计算的辐射的强度分布(实线表示)。由图可明显地看出,这三种方法测得的辐射强度(即电子温度)分布是十分一致的。

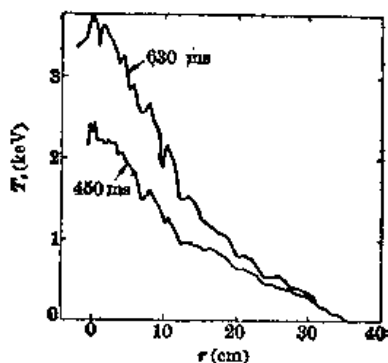


图 6.4.6 由回旋辐射测量测得的电子温度分布

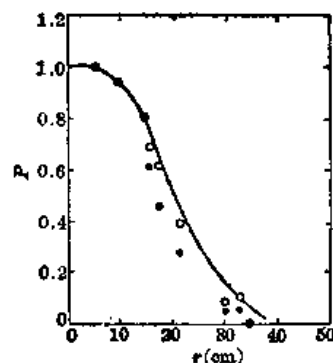


图 6.4.7 在 PLT 装置上测得的回旋辐射强度分布

远红外光谱技术 电子回旋辐射也可用远红外光谱技术探测和进行谱分析,其主要优点是:远红外探测器在很宽的频率范围内(大致为 50~600 GHz)都是灵敏的,这个频率范围基本上覆盖了磁约束等离子体回旋辐射的频率范围;其缺点是与微波方法相比,其频率分辨率较差。不过,在大多数情况下,为获得适当的空间分辨率,其频率分辨率已足够了。在远红外光谱技术中,常用于对电子回旋辐射进行谱分析的系统有以下几种:

1. 光栅光谱仪 这里所用的远红外光栅光谱仪与第五章中所介绍的没有什么区别,只是为了能够记录光谱强度随时间的变化,而将摄谱记录方式改为光电接收方式。它可以多道输出,所以也称为多色仪。其所用的探测器通常是液氮冷却(工作温度 1.5 K, 新型探测器

可在 4.2 K 下工作)的 Putley 型 InSb(锑化铟)探测器,它具有灵敏度高、频带宽、时间响应快($\tau \leq 1 \mu\text{s}$)的特点。这种光谱仪只能覆盖有限的频率范围,从而一次放电只能测量整个回旋辐射谱分布的一部分;而且,它不容易得到精确的电子温度分布,这是因为各道之间很难进行精确的相对标定。因此,它不太适于用来测定电子温度分布。但是,由于它的时间响应快(其时间分辨可达 $1 \mu\text{s}$),因而它特别适用于检测几个空间点的电子温度随时间的瞬时变化,这对于研究中性束注入加热效果,以及观测与各种磁流体不稳定有关的温度涨落现象来说是非常重要的。该系统的频率分辨能力较好, $\frac{\Delta f}{f}$ 可达 $5 \sim 10\%$ 左右。它也可用激光散射实验测得的电子温度(同一空间点、同一时刻的温度)进行绝对标定。

2. 快扫描的傅里叶变换谱仪 这实质上就是快扫描的偏振型迈克尔逊干涉仪,它用于进行傅里叶变换光谱测量。它的偏振器(起偏器)和分束器都是由金属栅网构成的,它有一个振动的反射镜,可以在 $10 \sim 20 \text{ ms}$ 时间内对整个电子回旋辐射谱进行一次扫描测量。其分辨时间由于受扫描时间的限制,比前一系统慢;但可覆盖很宽的频率范围($90 \sim 900 \text{ GHz}$),在一次扫描时间内可以完整地测量一个回旋辐射谱,而且其频率分辨能力也较好($\frac{\Delta f}{f} \sim 5\%$),谱的相对标定也容易。因此,它可以用来精确地测定电子温度分布随时间的变化。此外,由于所测的谱包含有回旋频率的高次谐波,这些高次谐波对逃逸电子的贡献比较灵敏(当逃逸电子的含量较多时,就会首先使高次谐波的辐射强度大大增强,从而达到黑体辐射水平),因而这个系统可以自行检验由二次谐波所测得的电子温度分布是否受逃逸电子的影响,这是该系统的一个重要特点。

3. 快速扫描法布里-珀罗干涉仪 干涉仪的平行反射而是由两个平行安置的金属栅网所组成,探测器也可用 Putley 型 InSb 探测器。其性能与光栅光谱仪相近,它也适用于研究与磁流体不稳定性有关的温度涨落现象,以及监测等离子体内某些空间点上电子温度随时间的变化。

4. 五道(或多道)带通滤波器组成的谱分析系统 滤波器也是由金属栅网所组成,其频率分辨性能较差,但用 Putley 型 InSb 探测器作探测器时,它的时间分辨性能很好,而且结构简单,同样适用于研究电子回旋辐射的快速变化。

综上所述,各种准光学的远红外谱分析系统中,快扫描傅里叶变换谱仪最适合于用来精确测定电子温度分布随时间的慢变化过程;而其它几种系统适用于研究与各种不稳定性有关的温度涨落现象。

最后,在利用回旋辐射测定电子温度分布时,还必须注意一个问题,即必须保证所用的谐波辐射在其传播过程中不被截止或共振吸收。从这个观点来看,利用 $2f_{ce}$ 的异常模辐射测定电子温度分布比较优越,因为只要保证 $\omega_{pe} < \sqrt{2} \omega_{ce}$,它就能在等离子体中传播;而基频异常模除了要求 $\omega_{pe} < \sqrt{2} \omega_{ce}$ 外,还要求在托卡马克装置上环的内侧接收它的辐射,才能保证它不通过上混合共振层,这就增加了探测的困难。

参 考 文 献

- [1] 北京邮电学院微波专业,微波技术基础(上)、(下),人民邮电出版社(1976)。
- [2] 廖承恩、陈达章,微波技术基础,国防工业出版社(1979)。
- [3] Watson, J. A., 微波半导体器件及其应用,上海人民出版社,1975。

- [4] 植之原道行. 微波半导体器件. 科学出版社, 1976.
- [5] 向仁生, 微波铁氧体线性器件原理, 科学出版社, 1979.
- [6] Benson, F. A., Millimeter and Submillimeter waves, Iliffe Books LTD, 1969.
- [7] Martin, D. H., Spectroscopic techniques for infrared, submillimeter and millimeter waves, Amsterdam: North Holland, 1967.
- [8] Heald, M. A., Wharton, C. B., Plasma diagnostics with microwaves, John Wiley & Sons Inc., 1965.
- [9] Ginzburg, V. L., The propagation of electromagnetic waves in plasmas, 2nd ed., Pergamon, 1970 (中译本: 电磁波在等离子体中的传播, 科学出版社, 1978).
- [10] *Plasma Phys.*, **18**, 777(1976).
- [11] *J. Appl. Phys.*, **32**, 689(1961).
- [12] *IEEE Trans. NS-19*, No. 1, 740 (1972).
- [13] *Rev. Sci. Instr.*, **36**, 364(1965).
- [14] *Rev. Sci. Instr.*, **47**, 1201(1976).
- [15] **EUR-CEA-FC-608**(1971).
- [16] **IPP-III/17**(1975).
- [17] **MATT-1176**(1975).
- [18] *Japan. J. Appl. Phys.*, **17**, 1263(1978).
- [19] **PPPL-1466**(1978).
- [20] *J. Appl. Phys.*, **47**, 3911(1976).
- [21] **MATT-1151**(1975).
- [22] *Nucl. Fusion*, **13**, 497(1973).
- [23] *Nucl. Fusion*, **10**, 340(1970).
- [24] *Nucl. Fusion*, **17**, 735(1977).
- [25] *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 758(1974).
- [26] A. E. Costley, in "Proc. 7th Euro. Conf. Cont. Fusion and Plasma Phys., Lausanne(1975)".
- [27] R. Cano, in "Proc. 7th Euro. Conf. Cont. Fusion and Plasma Phys., Lausanne(1975)".
- [28] *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 98 (1976).
- [29] Boyd, D. A. et al., Proc. 6th Int. Conf. Plasma Phys. and Cont. Nucl. Fusion Res., Berchtesgaden, Vol. 1, 399(1976).
- [30] Brossier et al., Proc. 6th Int. Conf. Plasma Phys. and Cont. Nucl. Fusion Res., Berchtesgaden, Vol. 1, p. 409(1976).
- [31] *Nucl. Fusion*, **17**, 1077(1977).
- [32] *Phys. Lett.*, **62A**, 498(1977).
- [33] *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 408(1977).
- [34] *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 888(1977).
- [35] *Rev. Sci. Instrum.*, **50**, 949(1979).
- [36] *Infrared Phys.*, **18**, 755 (1978).
- [37] *Rev. Sci. Instrum.*, **44**, 916(1973).
- [38] *Appl. Optics*, **14**, 460(1975).
- [39] Rutgers, W. R., Boyd, D. A., Proc. Intern. Topical Conf. on Synchrotron Radiation and Runaway Electrons in Tokamaks, University of Maryland, 1977.

第七章 激 光 诊 断

激光技术的发展,使等离子体诊断工作获得了一种十分强有力的探针。由于激光辐射可以产生在空间和时间上都十分集中的巨大的能量流密度;而且激光辐射具有高度的单色性和相干性,它的频率范围可以包括从紫外到远红外的宽广频区,而且某些激光器还是可调谐(可连续变频)的。这些特点使得激光成为十分理想的等离子体探针,利用它做探针进行等离子体诊断实验,可以测量各种等离子体及其各种参数(电子和离子密度、温度、磁场等),而且还可以具有十分好的空间和时间分辨能力,对所研究的等离子体也不会造成严重的干扰(除非是利用功率密度非常大的激光束)。因而,以激光为探针的各种诊断方法,在等离子体实验研究中已获得了广泛的应用,成为实验等离子体物理和聚变实验研究的重要工具。

以激光为探针的等离子体诊断方法是多种多样的,但它主要包括三个方面:(1)激光散射,这是最成功的一种方法,短波激光散射可以测定等离子体的电子密度、电子温度、磁场、有效电荷数等参数的空间、时间分布;长波激光散射可以测定等离子体的离子温度和等离子体的某些集体效应(超热涨落和不稳定性等)。(2)激光干涉,由于激光器是一种十分理想的相干光源,它使古老的干涉测量技术获得了新的发展。在等离子体诊断中,由于激光辐射可以覆盖十分宽广的频率范围,使得各种激光干涉仪可以测定的电子密度范围很宽。(3)荧光共振散射测量(亦称为主动光谱测量),它可以获得等离子体外围中性的杂质成分分布的数据。本章将主要介绍前两种方法,第三种方法将在第九章中介绍。

§ 7.1 激光技术简介^[1~8]

§ 7.1.1 基本原理

我们知道,物体发射光或吸收光是物体中的原子或分子发生能级跃迁的结果。原子或分子状态的跃迁主要有三种过程,激光的产生与它们密切相关。这三种过程是:(1)自发辐射跃迁,即处于较高能级 E_2 的原子,在没有受到外来光子作用的情况下,自发地从较高能级 E_2 向较低的能级 E_1 跃迁,同时发射出能量为 $hf = E_2 - E_1$ 的一个光子。这种自发辐射的光子间是互不相干的,并不参与激光的形成。在普通的光源中,就是这一过程起主要作用。在单位时间内,自发辐射的光子数密度或能级 E_2 上原子密度 N_2 的变化与 N_2 成正比,即

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2, \quad (7.1.1)$$

其中 A_{21} 为爱因斯坦的自发辐射系数(这里仅考虑了两个能级间的自发辐射)。(2)受激吸收跃迁,即处于较低能级 E_1 的原子,在能量恰为 $hf = E_2 - E_1$ 的光子作用下,吸收一个光子而跃迁到较高的能级 E_2 上。单位时间内吸收的光子数密度,即单位时间内 E_2 能级上的粒子密度 N_2 的增加,与 E_1 能态上的粒子密度 N_1 及入射的光能密度 u_f 成正比,即:

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}N_1u_f, \quad (7.1.2)$$

其中 B_{12} 为爱因斯坦吸收系数。(3)受激辐射跃迁,即处于较高能级 E_2 上的原子,在能量为

$hf = E_2 - E_1$ 的光子的激励下, 向较低能级 E_1 跃迁, 并发射一个能量和激励光子能量相同的光子。这个过程的一个重要特点是: 辐射光子和激励光子不但频率完全相同, 而且方向、相位和偏振态也是相同的, 也就是说它们是高度相干的。单位时间内受激辐射的光子数密度, 即单位时间内能级 E_2 上粒子密度 N_2 的减少, 与 N_2 及入射光能密度 u 成正比, 即

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}N_2u_f, \quad (7.1.3)$$

其中 B_{21} 为爱因斯坦的受激辐射系数。在一般情况下, 受激辐射过程在光辐射中是起不了明显的作用的。因此, 在讨论等离子体辐射时忽略了。但是在激光的产生中, 它却是一个最重要的过程。在光与物体相互作用时, 上述三种过程是同时存在的, 因此, 要产生强的相干性激光, 就必须创造条件, 使受激辐射过程占主要地位。现在我们就来看看应具备什么样的条件才能使受激辐射过程占主导地位。

假设有一束光子能量为 $hf = E_2 - E_1$ 通量为 J 的光经过某一物质 (E_1 、 E_2 为该物质的两个能级, 且 $E_2 > E_1$), 则由于吸收过程使入射光的强度将减弱, 而由于受激辐射过程光将得到加强。根据 (7.1.2)、(7.1.3) 式我们可以写出入射光在通过该物质 dx 距离后其光强 J 变化的方程式:

$$dJ = hf(-dN_2/dt)dx = (N_2B_{21} - N_1B_{12})hf u_f \frac{c}{n} dt = (N_2B_{21} - N_1B_{12})hfJ dt, \quad (7.1.4)$$

$\frac{c}{n}$ 代表光在折射率为 n 的介质中的光速。由热力学可以证明, 爱因斯坦受激辐射系数 B_{21} 、受激吸收系数 B_{12} 与自发辐射系数 A_{21} 间有如下关系:

$$B_{21} = \frac{g_1}{g_2} B_{12} = \frac{C^3 A_{21}}{8\pi h f^3}, \quad (7.1.5)$$

其中 g_1 、 g_2 分别为能级 E_1 、 E_2 的统计权重。因此 (7.1.4) 式可改写为:

$$dJ = \left(N_2 \frac{g_1}{g_2} - N_1 \right) B_{12} J hf dt. \quad (7.1.6)$$

由此可看到, 当

$$N_2 \frac{g_1}{g_2} > N_1 \quad (7.1.7)$$

时, $\frac{dJ}{dt} > 0$, 也就是说光得到了加强或放大。在热平衡状态下, 能级分布遵从玻耳兹曼分布:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right),$$

所以 (7.1.7) 式的条件通常是不能达到的。只有某些特殊的物质, 在一定的激励条件下, 才能达到 (7.1.7) 式的条件, 这个条件就称为粒子数反转条件, 能够满足这个条件的物质称为激光工作物质。光线通过激光工作物质 dx 距离后, 由 (7.1.6) 式可求出光强的变化为:

$$\frac{dJ}{J} = -hf \left(N_1 - N_2 \frac{g_1}{g_2} \right) B_{12} \frac{dx}{c/n}. \quad (7.1.8)$$

如果工作物质长度为 l , 且 N_1 、 N_2 在体积内的分布是均匀的, 则光通过它后, 出射光强 J 与入射光强 J_0 之比为:

$$\frac{J}{J_0} = \exp(-Kl) = G, \quad (7.1.9)$$

其中

$$K \equiv \frac{hfB_{12}}{c/n} \left(N_1 - N_2 \frac{g_1}{g_2} \right). \quad (7.1.10)$$

在正常分布情况下, $N_1 > \frac{g_1}{g_2} N_2$, K 为正值, 它就是介质的吸收系数; 在粒子数反转的状态下, $N_1 < \frac{g_1}{g_2} N_2$, K 为负值, 称为负吸收系数。在负吸收系数情况下光才得到增益, 其增益值为 G 。吸收系数是光频率的函数, 同时由于 § 3.3.3 中所指出的几种原因, 光谱有一定的宽度。因此, 实际的吸收系数应当根据光谱轮廓加以积分计算, 而且还应包括由于介质的散射、衍射及介质内部的不均匀性引起的反射等效效应所产生的损耗。我们在这里不作详细分析, 而直接令 K 和 G 代表介质实际的吸收系数和增益。一般说来, K 是一个不大的数值, 例如氦-氖激光器的 $|K| \sim 10^{-2} \text{m}^{-1}$, 则一米长的工作物质仅使光强增加约 2%。因此, 要在工作物质中得到强的光放大乃至自激振荡, 就要创造条件在工作物质中建立起正反馈放大过程。简单而通用的正反馈措施就是在工作物质的两端加上一组反射面, 使激光能多次通过工作物质, 而得到强的放大。这样的一个反射系统称为谐振腔。在一定条件下, 就象在自激振荡器里一样, 在谐振腔内会产生自激的激光振荡。如果反射面之一略有透光, 就会有

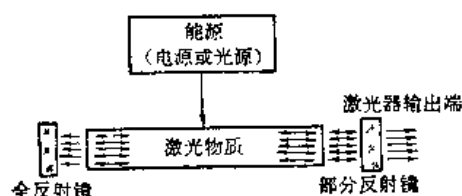


图 7.1.1 激光器的基本结构

相干性特强的激光束输出。因此, 一个激光器必须包括三个主要部分: 激光物质, 激励系统, 谐振腔, 如图 7.1.1 所示。下面我们将分别作进一步的讨论。

激光器可以是连续工作的, 也可以以脉冲的形式工作。最快的激光脉冲可达毫微秒甚至微微秒量级, 而一次激光脉冲发射出的能量, 已经可以达到千焦耳

至几十万焦耳量级, 而且可以聚焦到微米级的点上, 因此, 激光器能获得十分强大的光能密度。目前已发现了很多的激光材料, 而且还正在不断地寻找新的更有效的激光材料。各种激光材料产生的激光波长各不相同, 目前已有的激光波长遍布于从真空紫外一直到毫米级的远红外的广阔光谱区域, 其分类如表 7.1.1 所示。

表 7.1.1 激光器的分类

固体激光器	<ul style="list-style-type: none"> 晶体激光器(如红宝石、钕钇石榴石) 非晶体(玻璃体、塑料体)激光器(如钕玻璃)
气体激光器	<ul style="list-style-type: none"> 中性原子激光器(如氦氖激光器) 离子激光器(如氩激光器、氦激光器) 分子激光器(如 CO_2、HCN、H_2O、D_2O、CH_3F 等)
液体激光器	<ul style="list-style-type: none"> 无机液体激光器(如二氯化碲激光器) 有机液体激光器(如染料激光器)
半导体激光器	<ul style="list-style-type: none"> P-N 结激光器(如 GaAs、InAs、InSb) 电子束激励的激光器(如 PbS、CdS、ZnO) 光激励的半导体激光器(如 GaAs、InAs、PbTe)

§ 7.1.2 光谐振腔

上面已提到过, 激光器基本上是由工作物质、激励系统和光谐振腔所组成。其中光谐振腔的主要作用, 一方面是提供光学反馈作用, 使工作物质在自发辐射诱导下所发出的受激辐射, 在腔内多次往返而形成持续的相干振荡, 从而实现光强的放大; 另一方面是对腔内振荡光的频率和方向产生限制, 它决定了激光器输出光束的质量。这里, 我们将进一步讨论光谐振腔的分类及其主要特性。

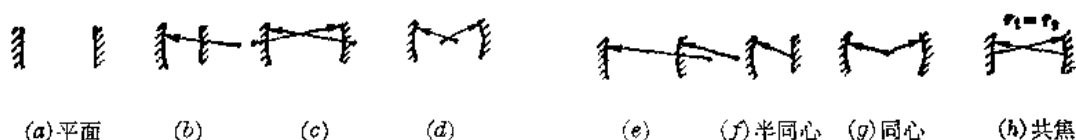


图 7.1.2 各种形式的谐振腔

分类和应用范围 光谐振腔可以有多种形式(参见图 7.1.2), 按其对振荡光束的限制能力来划分, 可以分为三大类:

1. 稳定腔 组成这类谐振腔的反射镜的镜面曲率半径 r (凹面镜 r 为正值, 凸面镜为负值)、腔长 L 及组合方式应满足下述条件:

$$\left. \begin{aligned} 0 < g_1 g_2 < 1, \\ g \equiv 1 - \frac{L}{r}. \end{aligned} \right\} \quad (7.1.11)$$

图 7.1.2b、c、d、e 所示的谐振腔都属于这类腔。在这类谐振腔中, 即使光束稍许偏离光轴, 仍能在腔内多次反射而不逸出腔外。因此, 这类腔对振荡波型的限制能力较弱, 输出光束发散角较大; 但其损耗小, 调节精度要求低, 主要适用于一般低增益的气体激光器。

2. 介稳腔 组成这类谐振腔的反射镜的 g 因子应满足下述条件:

$$g_1 g_2 = 1 \quad \text{或} \quad g_1 g_2 = 0. \quad (7.1.11')$$

在这类腔中, 只有平行于光轴的光束才能在腔内多次反射而不逸出腔外。图 7.1.2a、f、g、h 所示的平面腔、半同心腔、同心腔和共焦腔都属于这类腔。这类腔对振荡波型的限制能力较强, 输出光束的发散角较小, 且可获得光场分布十分均匀的光束; 但它对调整精度有一定的要求, 它适用于增益不十分低的各类激光器中。

3. 非稳腔 g 因子满足下述条件

$$g_1 g_2 < 0 \quad \text{或} \quad g_1 g_2 > 1 \quad (7.1.11'')$$

的谐振腔, 均为非稳腔。这类腔对振荡波型的限制能力也较强, 输出光束的发散角较小; 但其损耗较大, 一般须采用全反射镜侧面输出耦合, 它主要适用于高增益、大口径的激光系统。

Q 值 和其它谐振系统一样, 光谐振腔的特性也普遍用品质因素(即 Q 值)表示。其定义为

$$Q = \omega \frac{W}{\Delta W}, \quad (7.1.12)$$

其中 ω 代表光波振荡的角频率, $\omega = \frac{2\pi c}{n\lambda}$, W 为谐振腔中贮存的总能量, ΔW 为每秒损耗的能量。谐振腔的能量损耗主要来源于反射面的反射损耗(包括吸收和透射损失)和由于反射镜面积有限引起的衍射损耗等。令 δ_R 、 δ_d 分别代表反射和衍射损耗的百分数, 那么

$$Q = \omega \frac{W}{I(\delta_R + \delta_d)}, \quad (7.1.13)$$

其中 I 为入射到反射镜上的光能量流, 它与光能 W 的关系为 $I = \frac{W}{L} c/n$, 因而

$$Q = \frac{2\pi L}{\lambda(\delta_R + \delta_d)}. \quad (7.1.13')$$

若反射镜的反射率为 R , 则

$$\delta_R = 1 - R. \quad (7.1.14)$$

由此可知,若要使腔的 Q 值高,就要求 R 接近于 1。因此谐振腔的反射面常常镀多层介质膜,它是在基面上交替淀积折射率比基底材料的折射率高和低的介质,每层的光学厚度(折射率乘几何厚度)等于 $1/4\lambda$,这样在多层淀积后就可以得到很高的反射率。性能好的反射面的反射率可达 99.8~99.9%,吸收和散射损耗在千分之一、二之内。

至于衍射损耗,则与谐振腔的形式及反射镜的孔径有关。例如,对于圆型的平行平面镜谐振腔,衍射损耗为:

$$\delta_d = 0.207 \left(\frac{\lambda L}{a^2} \right)^{1.4}, \quad (7.1.15)$$

式中 a 为反射镜孔径的一半。而对于共焦型谐振腔, δ_d 为:

$$\delta_d = 10.9 \times 10^{-6.94} \left(\frac{a^2}{\lambda L} \right), \quad (7.1.16)$$

其中 $\frac{a^2}{\lambda L}$ 称为菲涅系数,这个数值越小,衍射损耗越大。从(7.1.15)、(7.1.16)式可看出,对于同一 $\frac{a^2}{\lambda L}$ 值,共焦腔的衍射损耗要比平行平面腔的衍射损耗小得多。

起振条件和激光引出 要使激光器实现激光振荡,必须使谐振腔中受激辐射所引起的放大足以补偿系统中所有的损耗,换句话说,必须使光在谐振腔内每反射一个来回后能获得净增益,即必须满足下述条件:

$$G^2(1-\delta_{R_1})(1-\delta_{R_2})(1-\delta_{d_1})(1-\delta_{d_2}) \geq 1 \quad (7.1.17)$$

或

$$\exp[2|K|L](1-\delta_{R_1})(1-\delta_{R_2})(1-\delta_{d_1})(1-\delta_{d_2}) \geq 1. \quad (7.1.17')$$

当 $|K|L \ll 1$ 时,近似为:

$$|K| \geq \frac{\delta_{R_1} + \delta_{R_2} + \delta_{d_1} + \delta_{d_2}}{2L}. \quad (7.1.18)$$

这说明谐振腔中的工作物质的负吸收系数 K 必须大于光在谐振腔内单位长度上的平均损耗,才能实现激光振荡。

$$\frac{1}{2L}(\delta_{R_1} + \delta_{R_2} + \delta_{d_1} + \delta_{d_2})$$

是由谐振腔的性质决定的。而负吸收系数 K 是由工作物质及激励程度决定的,除了与自发跃迁几率 A_{21} 、光子波长 λ 和谱线展宽有关外,还正比于粒子反转数密度 $\left(N_2 \frac{g_1}{g_2} - N_1\right)$,而后者又和加于激光器上的激励能量有关。我们称能引起激光器起振所需要的最小激励能量为该激光器的阈值能量。

从上面的讨论中可以看出,当谐振腔内存在激光振荡时,如果反射镜的反射损耗 $\delta_{R_1} = \delta_{R_2} = 0$,那么对产生振荡来说是最理想的,但是它没有激光能量输出。所以,为了引出激光,反射镜之一必须有一定的透光度,或者在一个反射镜上开一个小的引出孔,或者在谐振腔内加一个成一定角度的半透镜。然而,这就增加了谐振腔的损耗,使 Q 值减小,起振阈值增加, Q 值将主要由这个能量损耗决定。

因此,要得到最大的激光输出,谐振腔中引出激光的反射面有一个最佳透光率。我们令 ξ 代表反射面上无用的损耗率, T 代表反射镜透光率,则激光器的输出光强 I_T 正比于

$$(G - T - \xi) \frac{T}{T + \xi},$$

由此可求出最佳的透光率为:

$$T_M = \sqrt{G\xi} - \xi. \quad (7.1.19)$$

不过,一般最佳透光率还是由实验测定的。

频率特性 激光束是高度单色的,不过严格说来它也还有一些频率分散。一方面它由发光体特性决定,在§3.3.3中已经指出,原子的线光谱既有自然宽度,也会由于多普勒效应、碰撞效应等原因引起谱线展宽;另一方面还由谐振腔特性决定,谐振腔有它自己的谐振频率谱形。品质因数为 Q 的谐振腔的频率宽度 Δf_0 为:

$$\Delta f_0 = \frac{f_0}{Q};$$

若只考虑反射损耗,由(7.1.13')和(7.1.14)式可得:

$$\Delta f_0 = \frac{f_0 \lambda_0 (1-R)}{2\pi L} = \frac{c(1-R)}{2\pi L n}, \quad (7.1.20)$$

式中 f_0 、 λ_0 分别代表谐振的中心频率和波长。由此可知,反射面的反射率越高谐振腔的频宽越窄,图7.1.3示意画出了谐振腔的频率特性随 R 变化的情况。由于腔长 L 比 λ_0 大很多,而 R 接近于1,因此 Δf_0 是个小值。例如,

$$\text{若 } L = 100 \text{ mm}, \lambda_0 = 1 \mu, R = 0.98,$$

$$\text{则 } \Delta f_0 \approx 10 \text{ MHz},$$

$$\text{即 } \Delta \lambda_0 = \lambda_0 \frac{\Delta f_0}{f_0} = \frac{\lambda_0^2 (1-R)}{2\pi L} \approx 3 \times 10^{-6} \text{ \AA}, \quad (7.1.21)$$

远远小于原子线光谱的宽度。不过要注意到在谐振腔内,可以有多种形式的振荡存在,我们称其为各种振荡模式(纵模)。详细分析各种振荡模式是相当麻烦的,我们在这里仅就一种简单的情况——大的平行平面谐振腔,并假定其侧面是空的,即所谓开式腔,作简单的分析。这实际上就是一个法布里-珀罗干涉仪,在§5.1.4中已经指出,它能得到强的透射光的条件是:

$$2Ln \cos \alpha = m\lambda_0.$$

但要注意到,当 $\alpha \neq 0$ 时,谐振腔是不稳定的,光经过多次反射后会逸出腔外,不能形成稳定的驻波。因此自激振荡应当发生在 $\alpha = 0$ 的方向上,因此

$$nL = \frac{m}{2} \lambda_0, \quad (7.1.22)$$

式中 m 称为模数。相邻模式之间的间距为:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \lambda_m &= \frac{\lambda_0^2}{2nL}, \\ \Delta f_m &= \frac{c}{2nL} \end{aligned} \right\} \quad (7.1.23)$$

可见模式之间的频率间距 Δf_m 远大于谐振线的频宽 Δf_0 ,但它常常仍小于原子(或分子)发

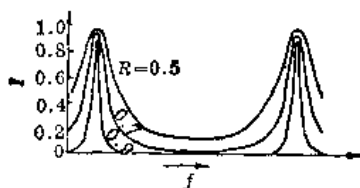


图 7.1.3 谐振腔的频率特性

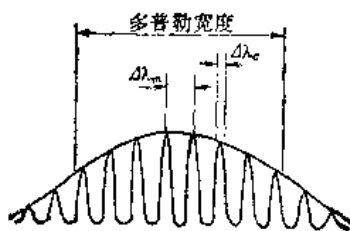


图 7.1.4 激光光谱

光谱线宽度。因此,一般激光器振荡光束是由几乎等间隔的一组谱线组成的,其间隔的大小和谱线宽度决定于谐振器的特性,而谱线分布的整个宽度与原子(或分子)发光谱线宽度差不多,如图 7.1.4 所示。其他的模式由于达不到起振的阈值条件而不能产生相应的激光。

光束大小和发散角 这牵涉到激光在谐振腔内横向振荡模式的问题,这个问题也是很复杂的,我们在这里不作详细讨论,只给出一些简单的结果。根据谐振腔的衍射理论,稳定的球面腔的横向振荡基模是高斯光束,即激光束传播过程中在谐振腔内外各点的横向光场(即在垂直于光轴的横截面上的电矢量)都是按高斯分布的。一般定义高斯光束从电场最强的光轴到电场强度减弱到 $1/e$ 处的距离为“光斑半径” w ,用以表示激光束的大小。在由两个曲率半径为 r_1 和 r_2 的球面镜组成的稳定的开式谐振腔(其腔长为 L)中,横向基模的光场分布大致如图 7.1.5 所示。它有一个光斑半径最小的部分,称为腰部。其腰部光斑半径 w_0 及腰部到两镜间的距离 x_1 、 x_2 可按下式求出:

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{L(r_1 - L)(r_2 - L)(r_1 + r_2 - L)}{(r_1 + r_2 - 2L)^2}}, \quad (7.1.24)$$

$$x_1 = \frac{L(r_2 - L)}{r_1 + r_2 - 2L}, \quad (7.1.25)$$

$$x_2 = \frac{L(r_1 - L)}{r_1 + r_2 - 2L}. \quad (7.1.26)$$

如果 x_1 或 x_2 之一为负值,则表示腰部在腔外。以腰部为原点,距离腰部 x 处的光斑半径 w_x 为:

$$w_x = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda x}{\pi w_0^2} \right)^2}. \quad (7.1.27)$$

当 $x \rightarrow \infty$ 时,得到的 $\frac{w_x}{x}$ 值就是光束的发散角 θ 的一半,因此

$$\theta = 2 \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{w_x}{x} = \frac{2\lambda}{\pi w_0^2}. \quad (7.1.28)$$

对于共焦腔, $L = r_1 = r_2$, 则可得腰部光斑半径为:

$$w_{s0} = \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}}, \quad (7.1.29)$$

它位于腔的中部。镜面上的光斑半径为:

$$w_{s1} = w_{s2} = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} = \sqrt{2} w_{s0}, \quad (7.1.30)$$

其发散角为:

$$\theta = 2\sqrt{\frac{2\lambda}{\pi L}}. \quad (7.1.31)$$

图 7.1.6 画出了非共焦谐振腔在镜面上的光斑相对尺寸 $\frac{w_1}{w_{s1}}$ 、 $\frac{w_2}{w_{s2}}$ 与腔长 L 的关系,

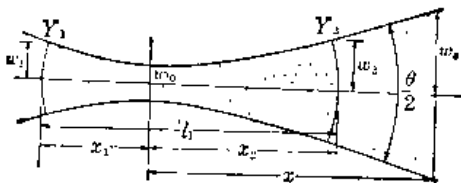


图 7.1.5 光场分布

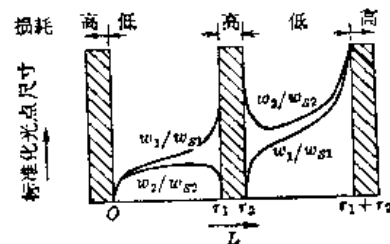


图 7.1.6 光斑相对尺寸与腔长 L 的关系

其中

$$w_{s1} = \sqrt{\frac{r_1 \lambda}{\pi}}, \quad w_{s2} = \sqrt{\frac{r_2 \lambda}{\pi}}$$

分别为由曲率半径为 r_1 、 r_2 的球面镜组成的共焦腔在镜子上的光斑半径。图中有阴影部分为不稳定区, 这表明当 $r_1 < L < r_2$ 或 $L > r_1 + r_2$ 时, 谐振腔是不稳定的。

上面所述的为基本横式模(模数 $m=0$)的情况, 对于 $m \neq 0$ 的高次模式, 光斑大小与发散角都要比基模相应地增加到 $(2m+1)$ 倍。对于理想的平行平面谐振腔, 光束的发散角要由衍射现象决定, 其值为:

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}, \quad (7.1.32)$$

式中 D 为孔阑的直径, 一般就是工作物质的直径。例如红宝石激光波长 6943 \AA , 用直径为 10 mm 的平面镜作平行平面腔时, 其发散角 $\theta \sim 10^{-4}$ 弧度。这里特别要指出, 我们还可以借助聚焦透镜将激光束会聚到极小的面积, 以获得极高的亮度。如果光束的发散角为 θ , 透镜焦距为 f , 则光点直径 d 近似为:

$$d \approx f \cdot \theta. \quad (7.1.33)$$

原则上讲, 可以把激光会聚到光斑直径与光波长相接近的点, 在这样的点上就可以有极高的光能密度。

振荡模的选择 上面已经讲到, 在一个谐振腔内原则上可以有多种模式的振荡, 如果某一模式能够达到激光自激的阈值条件, 就会产生该振荡模式的激光。所以一般激光器常常是多模式输出的。不同的纵向模式具有不同的振荡频率, 而不同的横向模式具有不同的光场分布。在许多实际应用中, 往往是希望获得单模的激光束, 即具有单一横向模(常常是选横向基模, 因它的光场分布均匀, 散角小)和单一振荡频率的纵向模的激光束, 这就需要选模。纵向模式的选择有时也称为选频; 经过纵向选模, 激光的频谱更窄, 这对于等离子体诊断应用来说是有利的。

选模的基本思想就是除了被选的模式外, 尽可能地加大其它振荡模式的损耗, 使其达不到自激所需的阈值。选模的方式是多种多样的, 我们只简单介绍其中的几种, 以期了解其概况。

1. 纵模选择方法 前面已指出, 激光的频率必须在原子(或分子, 或离子)线光谱宽度以内, 并且符合谐振腔的谐振频率。由于谐振频率与腔长的关系是 $f_0 = \frac{mc}{2nL}$, 两个相邻的纵模的频率间隔是 $\Delta f_m = \frac{c}{2nL}$ 。由此可看出, 腔长越短, 相邻纵模的频率间隔越大。因此, 我们可以将谐振腔的长度缩短, 使得相邻的振荡频率间距大于原子的线宽度, 这时激光器就只能存在一个振荡频率。但是这样一来, 谐振腔体积就可能很小, 因而输出功率也受到限制。在谐振腔比较长的情况下, 较好的选频方法是在腔内放一些具有频率选择作用的部件, 如图 7.1.7 所示。图(a)和(b)中是在谐振腔内放入法布里-珀罗标准具, 或者用一个标准具代替谐振腔中输出端的一个反射镜。我们知道, 标准具本身也有一定的谐振模式, 只有符合其模式的谐振频率的光才有高的透射率或反射率。由于标准具的两个反射面相距很近, 所以它的模式频率相距很远。这样可以通过选择标准具反射面的间距, 使谐振腔内只有一个谐振频率的光通过标准具时有大的透射率或反射率, 其它谐振频率的透射率或反射率太小而损耗很大。这样, 激光器就只有单一振荡频率输出。细致地改变标准具的反射面间距离或

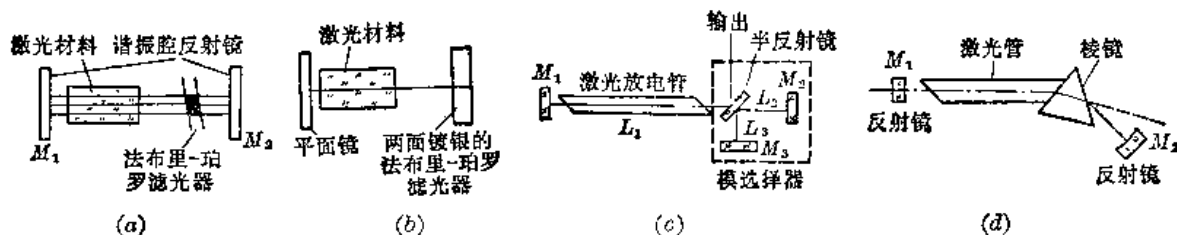


图 7.1.7 几种选频方法

改变标准具的倾斜角,可以得到可调频的单频振荡。图(c)是另一种选频方法,它是在谐振腔(其腔长为 L_1+L_2) 内加一个半透镜(与光轴成 45°),并在腔外加一个反射镜,组成第二个谐振腔(其腔长为 L_2+L_3)。此激光器的谐振频率应同时满足以下两个条件:

$$f_0 = \frac{mc}{2(L_1+L_2)} \quad \text{和} \quad f_0 = \frac{m'c}{2(L_2+L_3)}.$$

可以通过选择腔长,使其频率间隔大于激光材料的原子或分子线谱宽度,则激光器就可实现单频工作。图(d)是在谐振腔内放入透射棱镜作为选频元件,通过调整反射镜 M_1 、 M_2 及棱镜的相对位置,使得只有被选的频率通过棱镜,经反射镜 M_2 反射,仍回到原光路中,从而有大的 Q 值,产生自激振荡。而其它频率的光则被散开而逸出腔外,不能产生自振。不过由于棱镜的分辨本领小,只能作粗的选频,例如当激光物质有几条激光谱线时,可以用这个办法选出一种谱线的激光束。此外,还可用其它方法,如用光栅、单色滤光片及饱和吸收染料等,来达到选频的目的。

2. 横模的选择方法 横模的选择主要是依靠衍射损耗和孔径光阑的阻光作用,使高次模式的损耗增加而被抑制。例如,在同心的或半同心的谐振腔中心安放一个光阑,如图 7.1.8 所示,基模在此处为腰部,可适当选择光阑孔径,使基模受光阑影响较小,而高次模被部分阻挡,损耗较大,从而使基模起振,高次模不起振。此外,利用基模光能集中在腔的轴线附近,衍射损失最小,而高次横模的模式越高,模体积越大、衍射损耗越大的特性,可采用适当拉长腔长,或减小反射镜的有效半径以增大基模与高次模间衍射损耗的差别,使只有基模才能起振,这也能达到选基模的要求。

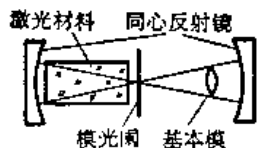


图 7.1.8 横模选择方法

§ 7.1.3 光激励系统

上而讲过在热平衡状态下,不可能实现粒子数的反转,为使激光工作物质达到粒子数反转状态,必须有外加的激励条件。不同的工作物质和不同的运行条件,可以有不同的激励方式。固体激光物质以光激励为主;气体激光物质以放电激励为主,也有用光激励的;液体激光器除了光激励外,还可以用化学能来激励;半导体激光器常采用电流激励,也有用强流电子轰击的方法。因光激励方式用得较多,这里着重讨论光激励系统。

光激励系统也称为光泵或光抽运系统,它主要由泵灯、泵灯电源和聚光器三部分组成。一般

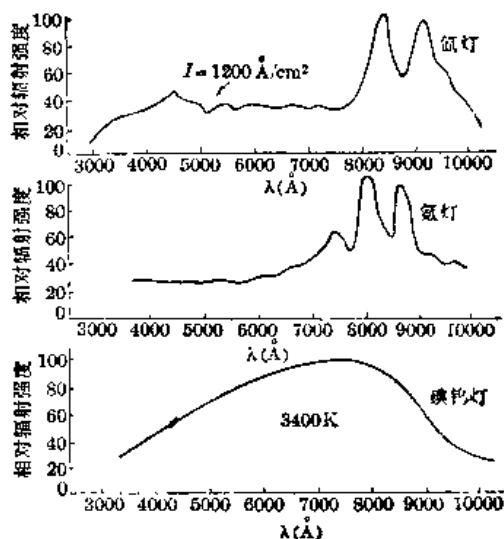


图 7.1.9 几种泵灯的频谱

要求用作泵灯的光源有尽可能高的发光效率,而且它的发射光谱应当和所用的激光物质的有效吸收光谱相匹配。目前通用的泵灯是各种气体放电的光源,例如氙灯、氩灯、碘钨灯、钾汞灯等。图 7.1.9 画出了几种光源的发射光谱分布曲线,这些是在一定放电条件下的典型曲线,随着工作电流的上升,它们的光谱分布会向短波方向移动。这些光源既可以连续工作,也可以以脉冲方式工作。脉冲氙灯是目前最常用的脉冲泵灯。脉冲氙灯工作在弧光放电区内。要使它着火必须加一个高电压(例如 10~40 kV),而一旦达到弧光放电时,它的内阻就急剧下降,其等效内阻可写为:

$$R_l(t) = \frac{V(t)}{I(t)} \approx \rho \frac{l}{\pi(d/2)^2}, \quad (7.1.34)$$

式中 l 是放电管电极间的长度; d 是管内径; ρ 为灯管的电阻率,它与充气压力、放电电流密度有关。在电流密度 $j = 400 \sim 1000 \text{ A/cm}^2$ 的范围内, ρ 满足如下的经验公式:

$$\rho = P \cdot j^{-1/2} \times 10^{-2} \quad (\Omega \cdot \text{cm}), \quad (7.1.35)$$

式中 P 为充气压力(托)。例如充气压力为 120 托的氙灯, $l = 10 \text{ cm}$, $d = 0.8 \text{ cm}$, 在电流密度 $j = 3600 \text{ A/cm}^2$ 时,求得 $\rho = 0.02 \Omega \cdot \text{cm}$, $R_l = 0.4 \Omega$ 。这是一个很小的数值,在设计供电电源系统时需要加以注意。图 7.1.10 给出了两种常用的供电电路,它们分成两个回路:主回路由市电电源通过变压器和整流器等产生 500~5000 伏的直流电压,在闪光灯未着火前,通过限流电阻 R 缓慢地向电容充电;次回路为触发电路,它由另一个直流电源 V' 通过 R' 向电容 C' 充电。在需要闪光时,由外触发脉冲闭合开关 K (例如闸流管、可控硅或火花隙开关等),电容器 C' 再通过点火变压器在闪光灯两端产生 10~40 kV 的瞬时高压,使闪光灯进入弧光放电区。于是,主回路中电容器 C 上储存的能量 $\left(\frac{1}{2} CV^2\right)$ 迅速地通过放电管放电,电能转移到闪光灯内,其中一部分转化为光能。每种闪光灯都有一个最大的放电能量,称为爆炸能量 W_{\max} ,它大致为:

$$W_{\max} = 12ld\tau^{1/2} \quad (\text{J}), \quad (7.1.36)$$

其中 l 为弧长(cm), d 为管内径(cm), τ 为脉冲宽度(μs)。而灯的使用寿命与每次放电能量 W 有密切关系,图 7.1.11 表示出这种关系。闪光灯的发光效率(即输出光能与输入能量之比)与灯管的几何尺寸,电流密度,充气气压及工作电压等因素有关,一般可达 60% 左右。

由于弧光放电时,管等效内阻 R_l 很小,所以放电时间($\sim 2R_l C$)是一个很小的数值,而瞬时电流 $\frac{V}{R_l}$ 则是一个很大的数值,这对管灯的寿命是不利的,而且一部分放电能量不能有效地利用。因此,为了控制放电时间和电流以克服上述缺点,常常在主放电回路中加入一个小电感,或者采用所谓仿真线的成形网络,如图 7.1.12 所示,图中还画出了相应的电流波形,

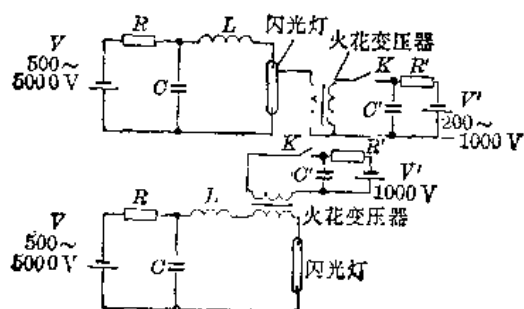


图 7.1.10 泵灯供电电路

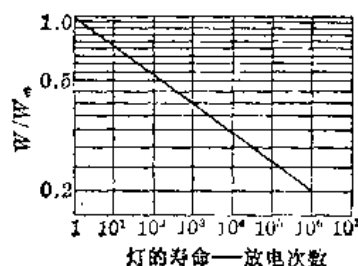


图 7.1.11 泵灯使用寿命与放电能量关系

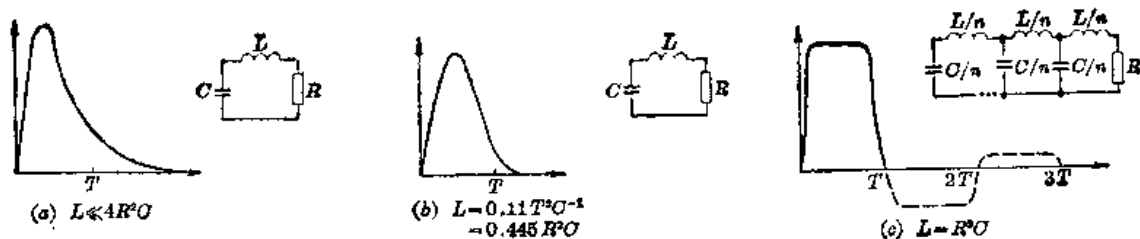


图 7.1.12 泵灯限流电路

其中 $T = 2R_0C$ 。

为了使泵灯发出的光能更有效地被激光物质吸收,在它们的外面还需要加反射面,它也称为聚光器。一个较好的聚光办法是将泵灯和激光棒分别放在一个椭圆柱反射体的两条焦线上,如图 7.1.13c 所示,这样泵灯发出的光经一次反射后将会聚在激光棒上,它的聚光效率和照明均匀性都较好,不过椭圆面的加工要困难些。简单的安排如图 7.1.13a₁、a₂、b₁、b₂ 等。图(a₁)和(b₁)的聚光器结构很简单,但缺点是照度不均匀,容易引起热畸变,且聚光效率也较差。图(a₂)和(b₂)形式的聚光器,其照度均匀性有所改善。聚光器的反射面要光滑,然后再镀高反射率的反射层。镀层材料常用金、银和氧化镁粉末等。银的反射性能好,其聚光效率比金高,但容易氧化,不如金稳定,金的使用寿命长。氧化镁粉末是漫反射材料,其最大优点是照度均匀,但聚光效率低于金属反射层。

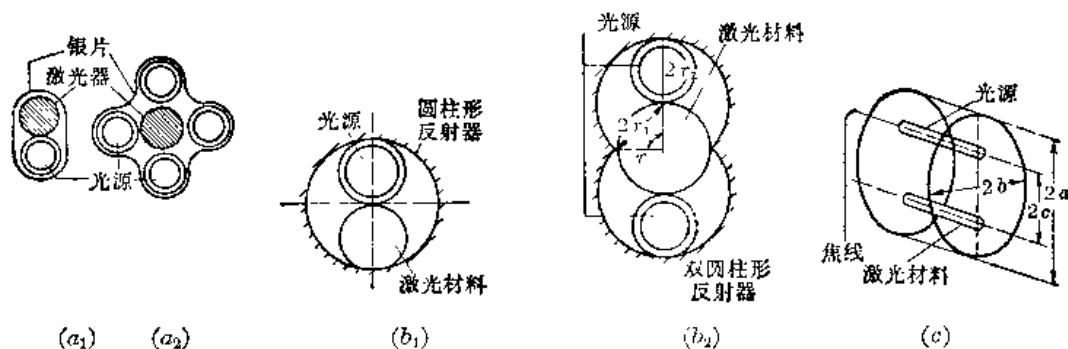


图 7.1.13 泵灯聚光器结构

§ 7.1.4 激光材料

作为激光工作物质的基本条件是要能够形成粒子数反转,形成粒子数反转的两个能级中的上能级应当是自发跃迁几率小的长寿命的能态,而下能级最好是短寿命的能态。上能级既然是长寿命锐线,就难以由外激励直接从基态跃迁到上能态,这必须先由基态激发到一个比上能态更高的具有宽吸收带的能级,这样才能更有效地吸收外界能量。所以,参与激光产生过程的能态大致如图 7.1.14 所示。图(a)中态①是形成粒子数反转的下能态,也是该原子(或离子,或分子)的基态,②态是上能态,③态是一个宽吸收带的能态。基态从外界吸收能量后先跃迁到态③,再自发跃迁到态②。态②是一个长寿命的亚稳态,于是在强的外

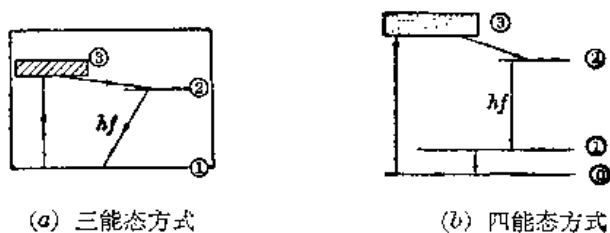


图 7.1.14 激光材料工作方式

界激励下, 态②和态①间形成粒子数反转, 这称为三能态工作方式。最早发现的激光材料红宝石中的 Cr^{+++} 离子就是按这种方式工作的。还有一种工作方式如图(b)所示, 它的形成粒子数反转的下能态不是基态, 而是一个短寿命的激发态。显然, 处于①态的粒子比处于基态(即④态)的粒子少得多, 因此, 四能态工作方式的工作物质更容易形成粒子数反转。其阈值可以低得多, 象钕铝石榴石中的 Nd^{+++} 就是按这种方式工作的。下面介绍几种诊断工作中常用的激光材料:

一、固体激光器

红宝石 这是最早产生激光的一种材料, 至今仍被广泛使用。纯的 Al_2O_3 晶体是蓝宝石, 其中掺有约 0.05% 重量百分比的 Cr_2O_3 , 就呈红色。 Cr^{+++} 离子是产生激光的主角, 它在红宝石中的能级图如图 7.1.15 所示, 基态为 4A_2 , 其吸收光谱在 4100Å 和 5600Å 附近有带宽为 $\sim 800\text{Å}$ 的强吸收带, 对应于能级图中的 4F_1 、 4F_2 能级, 它和氙灯的发射光谱匹配得相当好。在泵灯的激励下, 处于基态的 Cr^{+++} 离子吸收光子跃迁到 4F_2 和 4F_1 能级, 然后无辐射快速跃迁到 2E 态。此态是亚稳态, 寿命为 3×10^{-3} 秒, 在泵灯强光的激励下, 与基态形成粒子数反转, 产生激光。所以它是三能态工作方式。 2E 态实际上是两个相距很近的能态, 它们发出的激光波长分别为 6929Å 和 6943Å , 都在可见光区的红端。红宝石激光器可以在棒的端面上磨平镀上多层介质膜形成谐振腔, 也可以在棒外用两个反射镜形成谐振腔。红宝石的折射率约 1.76。棒的直径一般为 $5 \sim 10\text{mm}$, 长为 $50 \sim 100\text{mm}$, 产生激光振荡所需的光泵能量大致为 $100 \sim 200$ 焦耳。

钕铝石榴石 天然的钕铝石榴石分子式为 $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, 简称为 YAG。掺入百分之一原子比的钕离子 (Nd^{+++}), 形成单晶体。 Nd^{+++} 的能级图如图 7.1.16 所示, 其吸收光谱在 5250 、 5850 、 7500 、 8100 、 8700Å 处有吸收带, 每一个带宽大约都是 300Å , 它们实际上是由很多细的吸收线组成。该吸收谱和氙灯光谱配合不太好, 但和氦灯配合得较好。在泵灯的激励下, 处于基态 $^4I_{9/2}$ 的 Nd^{+++} 离子吸收光子, 跃迁到 $^4F_{3/2}$ 以上的能态, 再无辐射跃迁到 $^4F_{3/2}$ 能态。 $^4F_{3/2}$ 是个亚稳态, 其寿命为 0.228ms 。激光跃迁主要是发生在 $^4F_{3/2}$ 和 $^4I_{11/2}$ 之间。 $^4F_{3/2}$ 是上能态, $^4I_{11/2}$ 是下能态, 它们之间跃迁发出的强光谱线波长为 $1.061\mu\text{m}$ 和 $1.064\mu\text{m}$, 处于红外区。由于 $^4I_{11/2}$ 不是基态, 所以是四能级工作方式。它也是棒状单晶形式, 折射率为 1.83。

钕玻璃 上述两种激光材料都是单晶体, 因此它的形状大小和掺杂程度都受限制。用掺 Nd_2O_3 的硅酸盐玻璃体作成的激光器, 则有很大的自由度, 长可达几米, 直径大到几个厘米, 而小到直径几个微米的纤维都是可能的。除掺 Nd^{+++} 外, 还可以掺其它的稀土元素离子, 它们具有相似的能级特性, 可以得到不同波长的激光。表 7.1.2 列出了各种玻璃激光器的一些基本参数。钕玻璃激光器是目前获得强激光的重要器件, 可以得到脉冲能量千焦耳

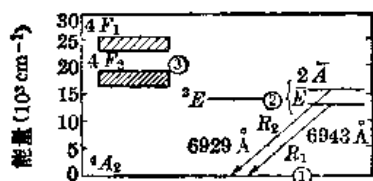


图 7.1.15 Cr^{+++} 的与激光工作有关的能级

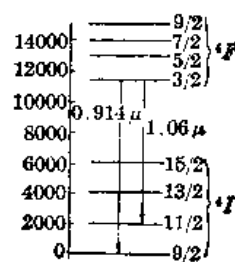


图 7.1.16 Nd^{+++} 的与激光工作有关的能级

以上的毫微秒乃至亚毫微秒的激光束, 瞬时功率达到 $10^{12} \sim 10^{15}$ W, 可用于激光爆聚的试验工作。而且经过倍频后, 可以得到 5300 Å 的青色激光。

表 7.1.2 玻璃激光器

离 子	玻 璃 体	波 长 (nm)	跃 迁
Nd ⁺⁺⁺	K-Ba-硅酸盐	1.06	$4F_{3/2} \rightarrow {}^1I_{11/2}$
	La-Ba 硼酸盐	1.37	$4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$
	Na-Ca-硅酸盐	0.92	$4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$
Yb ⁺⁺⁺	Li-Mg-Al-硅酸盐	1.015	$2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$
	K-Ba-硅酸盐	1.06	$2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$
Er ⁺⁺⁺	Yb-Na-K-Ba-硅酸盐	1.54	$4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$
	Li-Al-Mg-硅酸盐	1.55	$4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$
Ho ⁺⁺⁺	Li-Mg-Al-硅酸盐	1.95	$5I_7 \rightarrow {}^5I_3$
Gd ⁺⁺⁺	Li-Mg-Al-硅酸盐	0.812	$6P_7 \rightarrow {}^6S_7$
Nd ⁺⁺⁺	YAG	1.065	$4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$

二、气体激光器

用气体或蒸汽作为工作物质的激光器的激励方式多半是气体放电和光泵激励, 近来还发展了强电子束激励方式。它们的能量的传递机制是多种多样的, 多半是按四能级方式工作。放电激励的气体激光器的结构大致如图 7.1.17 所示, 它包括激光管(也称气体室)、电源和光谱谐振腔等三部分。激光管常用石英或硬玻璃等材料制成, 对于大电流离子激光器还尝试用氧化铍、石墨、氮化硼等熔点高、热导性好的材料, 不过这些材料在工艺上都还有或多或少的困难。图(a)激光器是用高频电源产生的无极放电, 图(b)所示的激光器则是用热阴极产生阳极和阴极之间的放电。图(a)中组成谐振腔的反射镜直接装在激光管两端而直接与激光气体相连, 此称为内镜式。这种谐振腔可避免透射窗的光能损耗对 Q 值的影响, 但是反射镜的调整比较麻烦, 要依靠密封波纹管才能有调整的余地。图(b)中反射镜放在管外, 调整方便, 但需要有透射窗。为了防止窗口的反射损失, 常常使窗口倾斜到布儒斯特角(图(b)), 即光轴与窗平面法线的夹角 θ 符合下述条件:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{n_1}{n_2}, \tag{7.1.37}$$

n_1 、 n_2 分别为气体和窗材料的折射率。这样在一个偏振方向上的偏振光分量(图(b)中电矢量平行纸面的分量)在透过布儒斯特窗时反射很小, 而垂直方向分量则有强反射, 因而它产生的激光将是线偏振的。窗口与反射面都必须避免散射的损失, 所以反射面的抛光是十分重要的。窗口常常是先抛光后再熔接或粘接到放电管上。谐振腔的反射面常常镀多层介质膜以得到良好的反射率, 这些和固体激光器的谐振腔是类似的。放电管一般是细长管, 直径约

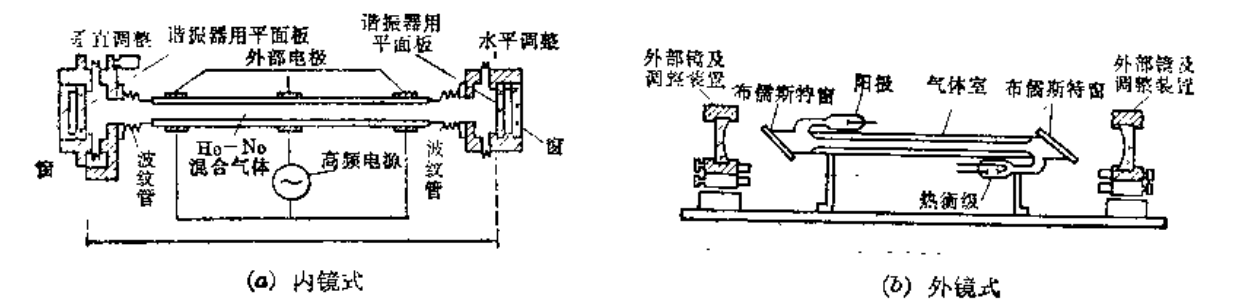


图 7.1.17 气体激光器结构

2~10 mm, 长可达一米以上; 至于长波大功率的 CO_2 激光器, 直径可达 2~10 cm, 长可达几十米。在工作物质能够发射几种不同波长的激光时, 用 § 7.1.2 所述的纵模选择办法可以选出所需要的一种激光波长来。一般说来, 气体激光器的单色性要比固体激光器好得多。下面我们简单介绍一下几种常用的气体激光器。

氦-氖激光器 这是最早试制成功的气体激光器, 至今仍被广泛使用。它的主要振荡波长是 6328 Å 的红光及 11523 Å 和 33913 Å 的红外线。这些都是 Ne 的中性原子的谱线。He 的作用是在放电过程中吸收能量形成亚稳态, 然后再通过碰撞把能量传递给 Ne 原子, 使 Ne 原子激发到特定能级, 形成粒子数反转。它的放电一般处于辉光放电区, 最佳放电电流大致符合 $I(\text{mA}) = 8d^{0.8}$ 关系, d 为放电管直径 (mm), 一般在 1~2 mm。它的最佳气压比约为 He:Ne=4:1~7:1, 最佳总气压大约符合 $Pd \sim 3$ 托·毫米关系。它的电光效率很低, 在 10^{-4} 左右, 目前平均光能输出还不能超过 0.1 瓦。但是单色性和方向性很好, 经稳频措施后, 频率可稳到 10^{-8} , 有的甚至可稳到 10^{-14} 量级; 而发散角一般在 1 毫弧度左右。它可以由直流电源激励, 也可以由射频电源激励, 但都应当用合适的电阻、镇流器或其他办法来稳定电流。

氩等惰性气体的离子激光器 它们都具有丰富的谱线。例如氩离子的谱线有: 4545、4579.39、4657.94、4727、4764.89、4879.90、4965.12、5145.36、16180、16940、17930、20616 Å 等。它们都需要在弧光放电下激励, 阈值电流一般在几个安培以上。输出功率大致与放电电流的四次方成正比。大功率放电中, 放电管和电极的寿命是一个困难的问题。如果用高频无极放电方式, 可以避免使用电极的困难。此外, 若放电管加轴向磁场, 则可提高输出功率, 也可延长放电管寿命。氩离子激光器常用来获得连续强功率可见光激光, 其连续功率可达 100 瓦量级。

CO_2 等强激光器 利用 CO_2 分子的转动-振动能级的跃迁, 可发出远红外谱线, 其最重要的振荡波长是 $10.6 \mu\text{m}$ 。 CO_2 激光器的特点是具有高的效率和大的输出功率, 一般气体激光器的效率 (即激光输出功率与激励功率之比) 在 1% 以下, 而 CO_2 激光器可达到 30%。在 CO_2 中添加 N_2 、 He_2 以及 H_2O 等是为了提高激光器效率和输出功率, 最常用的是 CO_2 - N_2 -He 混合气体, 其最佳比例大约是 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:8$, 有时还可加入一些 H_2O 等气体。最佳总气压的经验公式为 $Pd=240$ 托·毫米, d 为放电管管径。大功率器件也有采用高压, 例如近于大气压力。放电电流一般在 100 毫安上下, 工作电压几万伏, 光能输出可达几千瓦的连续功率; 在一些特殊结构和激励方式下, 连续功率甚至可达 100 千瓦。在采用后面还要讲到的巨脉冲技术, 脉冲峰值功率可以达到 10^{12} 瓦, 脉冲能量达千焦耳量级。

和它类似的 CO 激光器, 波长为 $5.3 \mu\text{m}$, 效率可以赶上甚至超过 CO_2 激光器, 例如曾有报道获得效率 47%, 其光能连续输出功率也已达 100 瓦上下。

另外一种可以和钕玻璃激光器和 CO_2 激光器相抗衡的强功率激光器是碘激光器, 它的工作物质是 OF_3I 等有机碘化物, 用快速光泵激励也可以得到 $<1\text{ns}$ 的千焦耳量级的脉冲激光, 波长为 $1.315 \mu\text{m}$, 这已用于激光爆聚的实验。此外, 强电子束激励的氟化氢激光器的输出脉冲能量也能达到 100 焦耳以上, 而且有好的质量, 正在尝试用于激光爆聚中。

亚毫米激光器 现在已经发现约有二十种有机分子, 能产生上百种亚毫米波长激光线, 波长从几十~ $1814 \mu\text{m}$, 其中以 $\text{HON}(0.337 \text{ mm})$ 和 $\text{CH}_3\text{F}(0.496 \text{ mm})$ 激光器用得比较普遍。它们一般是光激励的, 也有用电流激励的。HCN 激光已成功地用于干涉实验。在硬玻璃管中充以 $\text{OH}_4(25\%)$ 、He(50%)、 $\text{N}_2(25\%)$, 总压约 0.7 托, 通电流约 1 A。管长 3 m、

$\phi 5\text{ cm}$ 的激光器可以得到 150 mW 连续激光, 已经用于多道干涉仪。 CH_3F 激光器得到的瞬时功率最强, 10 m 长 $\phi 4\text{ cm}$ 的激光器, 用强的 CO_2 激光器激励, 可以得到兆瓦量级的瞬时功率, 正尝试用于激光散射实验。表 7.1.3 列出几种已经或正尝试用于激光诊断的亚毫米波激光器。

表 7.1.3 几种亚毫米激光器

材 料	CH_3OH	HCN	D_2O	CH_3I	CH_3F	HCOOH	$\text{C}^{13}\text{H}_3\text{F}$
波 长 (μm)	193	337	385	447	496	512	1222
已达到的峰值功率(kW)	7	1	250~1000	10	750	2	150

短波激光器 激光器向短波方向发展是一个重要的研究方向, 希望能得到直到 X 光区的激光。目前已经获得的激光器还只限于 1 千多 \AA , 例如 $\text{Xe}(1500\text{ \AA})$ 、 $\text{H}_2(1161\text{ \AA})$ 、 $\text{N}_2(3371\text{ \AA})$ 、氰化甲烷(1840 \AA)等。

三、液体激光器-染料激光器

染料激光器, 由于具有波长可以在宽广范围内连续可调的特点而受到很大的重视。目前发现有一百多种染料能够产生激光, 可调范围为 $3210\text{ \AA} \sim 11500\text{ \AA}$ 。表 7.1.4 给出三种常用染料的波长可调范围。有机染料由于具有复杂的振动能量, 能级成为相当宽的级带, 因此它具有宽的吸收光谱和荧光光谱。可用闪光泵灯和其它短波激光光源来激励它, 例如红宝石激光器, 铍玻璃激光器的二次谐波, N_2 激光和 Ar 离子激光等, 都可以作为它的光泵源。脉冲染料激光的瞬时功率可以达到几千兆瓦, 脉宽几个 ns, 采用锁模方式甚至可达几个 ps。而用 Ar 激光激励可获得连续的染料激光。染料激光器的选频可以采用光栅或标准具等, 目前谱线宽度可达 0.1 \AA , 也有报导甚至可达 0.01 \AA 以下的。在第九章中还要介绍采用染料激光器进行等离子体诊断的方法。

表 7.1.4 几种染料激光器

染 料 名 称	浓 度	溶 剂	波 长 可 调 范 围
钠 荧 光 素	10^{-2} 克分子/升	水	$5450 \sim 5700\text{ \AA}$
若 丹 明 G	10^{-4} 克分子/升	无 水 酒 精	$5690 \sim 5950\text{ \AA}$
若 丹 明 B	10^{-2} 克分子/升	无 水 酒 精	$5990 \sim 6300\text{ \AA}$

§ 7.1.5 Q 开关巨脉冲和光量子放大器

Q 开关技术是得到持续时间极短, 瞬时功率很高的巨脉冲激光的一种方法。上面已讲过, 激光自激振荡的产生取决于粒子数的反转程度和谐振腔的 Q 值, 它要满足一定的阈值条件。 Q 开关技术就是利用谐振腔内可以变化的损耗, 当泵灯激励工作物质时, 设法使谐振腔的 Q 值压得很低, 处于高损耗状态。这样, 虽然工作物质的粒子数反转被激励到很高程度, 并不形成激光振荡, 也就是工作物质中将积累起大量的高能粒子, 即积累了大量的能量。当工作物质中已积累了相当大的能量的某一时刻, 突然减少损耗, 使 Q 值瞬时上升, 于是立即在腔内形成自激振荡, 工作物质中积累的大量能量将十分迅速地以激光形式释放出来, 从而可以得到脉冲宽度极短(可达毫微秒量级)、瞬时输出功率极大的激光脉冲。 Q 开关方法是多种多样的, 主要有下面的几种。

机械式 Q 开关 机械式 Q 开关包括使用旋转棱镜, 旋转反射镜和快速旋转斩光轮等的

光开关方法。当机械转动到光路导通时 Q 值突增才能得到自激振荡。这类开关优点是小型、简单、可靠,并能和任何波长的激光器联用。其缺点是由于包含机械运动,开关速度比较慢。

电光效应 Q 开关 它是利用克尔盒、普克耳盒作为光开关,将这些电光开关放在谐振腔的光程上,利用电脉冲来开启这些开关,就可以使 Q 值突增。电光开关的工作原理在 § 4.1.4 中已经介绍过了,这里就不再重复。图 7.1.18 画出了普克耳 Q 开关的一种安排。普克耳盒两端有带有透射孔的电极片,平常加上 $V_{\lambda/4}$ 的电压,使它成为 $\frac{\lambda}{4}$ 片,通过

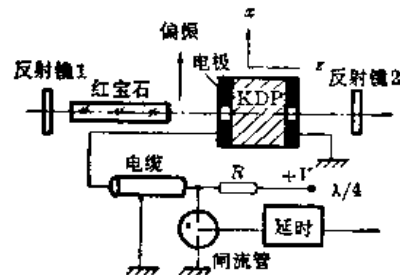


图 7.1.18 普克耳盒 Q 开关

偏振片的线偏振光经过普克耳盒后其偏振方向要旋转过 45° 角,经全反射镜 2 反射再一次通过普克耳盒后,偏振面又转过 45° 。线偏振光两次经过普克耳盒后,其偏振面共旋转 90° ,因而不能通过偏振片,使谐振腔的 Q 值变得很小。当泵灯触发信号经一适当延时后去触发火花隙等快速开关,使普克耳盒两端电压迅速降为零,这时,上述的偏振方向的旋转消失,因而使 Q 值突增,便可产生巨脉冲激光。电光效应开关的特点是开关速度快,脉冲窄(可获得毫微秒量级的窄脉冲)。但因谐振腔中要插入偏振片等部件,使附加损耗增加了。

光化效应 Q 开关 利用一些可饱和吸收染料,做成薄膜、溶液或块体,放于谐振腔内。可饱和染料的特点是其光吸收系数随光强变化。开始时它对光的吸收能力很强,使腔内 Q 值很小,不能形成激光振荡。当加上外激励后,光强逐渐有所加强,当腔内光强达一定水平时染料吸收光趋于饱和,达到饱和后,不能再吸收光,成为完全透明体,于是腔内 Q 值突增,自激发生,从而输出激光巨脉冲。常用的染料有隐花青,酞花青的溶液,掺铈离子的玻璃等。用这种方法调 Q 最简单,开关速度快。利用饱和染料甚至还可以获得模式锁定的微微秒量级的超短脉冲(参见 § 10.1),且有选模(横模和纵模)的作用。其缺点是稳定性较差,且不易与外界讯号同步。

此外,还有一些其它调 Q 的方法(如声光调 Q 、爆炸薄膜调 Q 等),在这里就不一一列举了。

还要注意,要实现 Q 开关过程需要满足一些重要条件:首先为了在工作物质中能贮存较高的能量密度,就要求工作物质的上能态是长寿命的。此外,为了减少自发辐射对上能态粒子数的消耗,要求光泵速率必须快于上能态的自发跃迁速率;并且 Q 开关开启时间和光泵开始激励时间之间必须有同步关系, Q 突增的滞后时间应当与上能态寿命同数量级。除了染料开关是自动开启外,其它开关方法都要用电子线路来得到这样的延迟同步。

利用上述 Q 开关激光器,可以获得脉宽极窄,输出峰值功率极大的激光束。然而,如果输出功率过大,则由于激光束是多次通过激光物质的,会造成激光物质本身的损伤。因此,激光棒的每单位面积的输出功率存在着某一上限,即破坏功率阈值。要进一步提高输出功率,则需要用所谓“激光放大器”。它是在保持相干性不变的前提下,将激光束功率放大的装置。激光放大器实际上就是一个没有谐振腔的激光器,它虽然受外界激励而达到高度的粒子数反转状态,但不能产生自激振荡。当用同样材料做成的自激激光器输出的激光束(或 Q 开关巨脉冲)通过它后,就会由于受激辐射而实现光强的相干放大。图 7.1.19 是激光放大器的一种安排略图。在输入光脉冲开始入射时刻,放大器的激光棒中有最大的粒子数反转

§ 7.2 电磁波的散射理论^[9~19]

§ 7.2.1 单个自由电子的散射

我们在这里先讨论单个自由电子对入射的单色、平面电磁波的散射问题。我们假定入射光子能量比电子的静止质量小很多, 即 $hf_0 \ll m_e c^2$, 且电子的初始运动速度和波的电、磁场驱使电子运动所产生的速度都远小于光速, 因而我们可不考虑量子效应和相对论效应。此外, 还假定电子在入射波作用下振荡的幅度比入射波长小很多, 即要求 $\frac{eE_0}{m_e \omega_0 c} \ll 1$ (E_0 为入射波电场的振幅)。这样, 我们就可以利用经典电动力学的辐射理论近似地计算电子在波动区中的再辐射场。

设入射的单色平面偏振波的电场矢量为

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 \exp[j(\omega_0 t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})], \quad (7.2.1)$$

则电子在入射波的作用下产生的加速度为

$$\dot{\mathbf{v}} = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E}_i = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E}_0 \exp[j(\omega_0 t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})]. \quad (7.2.2)$$

由于 $\frac{v}{c} \ll 1$, 上式中已忽略了波的磁场分量对电子所施加的洛伦兹力。这样的振荡电荷可以产生次级电磁辐射, 形成散射波。根据经典辐射理论, 在远离振荡电子的 \mathbf{R} 处, 振荡电子所产生的再辐射电场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{R}, t) &= -\left\{ \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \dot{\mathbf{v}})}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} \right\}_{t'} \\ &= -\left\{ \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \frac{E_0}{R} \mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0) \exp[j(\omega_0 t - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r})] \right\}_{t'}, \end{aligned} \quad (7.2.3)$$

式中 $\mathbf{s} = \frac{\mathbf{R}}{R}$, $\mathbf{e}_0 = \frac{\mathbf{E}_0}{E_0}$; 且由于 $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}|$, 上式中已取近似 $|\mathbf{R} - \mathbf{r}| \simeq R$ 。此外, 上式中花括号外的下标 t' , 表示花括号内的量取在推迟时间 t' 的值, 在 $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}|$ 情况下, 它可近似地表示为

$$t' = t - \frac{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|}{c} \simeq t - \frac{R}{c} + \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}(t')}{c}. \quad (7.2.4)$$

若不考虑电磁波对电子运动轨道的影响, 则

$$\mathbf{r}(t') = \mathbf{r}(0) + \mathbf{v}t',$$

\mathbf{v} 为电子的原始运动速度。将上式代入(7.2.4)式, 即可得

$$t' = \frac{t - \frac{R}{c} + \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}(0)}{c}}{1 - \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\beta}}, \quad (7.2.4')$$

其中 $\boldsymbol{\beta} = \frac{\mathbf{v}}{c}$ 。因此散射电场的相角为

$$\begin{aligned} \omega_0 t' - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r}(t') &= (\omega_0 - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{v})t' - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r}(0) \\ &= \omega_s t - K_s R + (\mathbf{K}_s - \mathbf{K}_0) \cdot \mathbf{r}(0), \end{aligned} \quad (7.2.5)$$

式中

$$\omega_s \equiv \omega_0 \frac{1 - \mathbf{i} \cdot \boldsymbol{\beta}}{1 - \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\beta}}, \quad K_s \equiv K_0 \frac{1 - \mathbf{i} \cdot \boldsymbol{\beta}}{1 - \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\beta}}, \quad \mathbf{K}_s = K_s \mathbf{s}, \quad (7.2.6)$$

而 $\mathbf{i} = \frac{\mathbf{K}_0}{K_0}$ 。由此可见, 在入射电磁波的作用下, 运动电子的再辐射(即散射波)是个多普勒频移的电磁波, 它相对于入射波的频移及差分散射波矢为

$$\left. \begin{aligned} \omega &= \omega_s - \omega_0 = (\mathbf{K}_s - \mathbf{K}_0) \cdot \mathbf{v} = \mathbf{K} \cdot \mathbf{v}, \\ \mathbf{K} &= \mathbf{K}_s - \mathbf{K}_0, \quad K = |\mathbf{K}_s - \mathbf{K}_0| = (K_s^2 + K_0^2 - 2K_0K_s \cos \theta)^{1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (7.2.7)$$

式中 θ 为 \mathbf{K}_s 、 \mathbf{K}_0 间的夹角, 称为散射角。上式表明, 多普勒频移是由电子速度 \mathbf{v} 在差分散射波矢 \mathbf{K} 方向上的分量决定的。对于 $\frac{v}{c} \ll 1$ 的情况, $K_s \simeq K_0$, 则差分散射波矢的绝对值可简化为

$$K = 2K_0 \sin \frac{\theta}{2}. \quad (7.2.7')$$

散射波电场的振幅为

$$|\mathbf{E}_s(\mathbf{R}, t)| = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \cdot \frac{E_0}{R} |\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)| = \frac{r_0}{R} E_0 |\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)|,$$

式中

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.82 \times 10^{-15} \text{ m}$$

为电子的经典半径。散射波的坡印廷矢量为

$$\mathbf{S}_s = c\epsilon_0 |\mathbf{E}_s|^2 \mathbf{s} = c\epsilon_0 \frac{r_0^2}{R^2} E_0^2 |\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)|^2 \mathbf{s}, \quad (7.2.8)$$

因此在 \mathbf{R} 处每单位立体角的散射功率为

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = R^2 \mathbf{S}_s \cdot \mathbf{s} = r_0^2 E_0^2 c\epsilon_0 |\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)|^2 = r_0^2 |\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)|^2 S_0, \quad (7.2.9)$$

式中

$$S_0 = |\mathbf{S}_0| = c\epsilon_0 E_0^2$$

为入射波的坡印廷矢量。由此可求得微分散射截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{R^2 |\mathbf{S}_s|}{|\mathbf{S}_0|} = r_0^2 |\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)|^2. \quad (7.2.10)$$

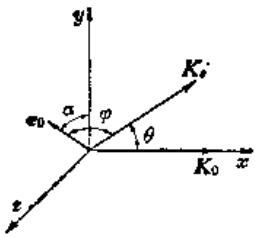


图 7.2.1 散射波电场矢量与入射波电场矢量、散射波矢间的向量关系

上式中的矢积表示散射波电场与入射波电场矢量及散射方向间的关系, 若用图 7.2.1 的坐标系(若 \mathbf{K}_0 在 x 轴方向上, \mathbf{e}_0 在 YZ 平面上, 而 \mathbf{K}_s 在 XY 平面上)表示, 则有:

$$|\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)| = \sin \varphi = (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \alpha)^{1/2}.$$

将上式代入(7.2.10)式, 则得

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \sin^2 \varphi = r_0^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \alpha). \quad (7.2.10')$$

若入射波是非偏振波, 将上式对所有可能的 α 角取平均, 即得非偏振波入射时的微分散射截面为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta). \quad (7.2.10'')$$

将微分散射截面对所有的立体角积分, 就得到总散射截面为

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6.65 \times 10^{-29} \text{ m}^2, \quad (7.2.11)$$

这就是所谓的汤姆逊散射截面。由此可以看到, 散射截面是非常小的, 即使当等离子体中的电子密度高达 10^{25} m^{-3} 时, 其散射的平均自由程仍长达 1 km 的量级。这说明了在实验室等

离子体中,入射波发生多次散射的几率是非常小的;此外,这也说明了除非能够得到功率非常强的辐射源,否则汤姆逊散射是很难探测的。最后,由上述也可知,散射截面是与入射波长无关的。

§ 7.2.2 低温、非磁化等离子体的散射

为了计算方便,在以下的推导中,我们假定:(1)在散射体积 V 中平均地含有 N 个电子和 N/Z 个电荷为 Z 的离子,且除了入射波的电磁场外,无其它的外加电、磁场;(2)等离子体中电子的热运动速度,及入射波电磁场驱使的电子运动的速度远小于光速,即相对论效应可忽略;(3)忽略量子效应,即所得的结果只有在入射波长 $\lambda_0 \gg 0.1 \text{ \AA}$ 及非相对论等离子体的情况下才是成立的;(4)忽略正离子的散射效应,因由上节知,散射功率与散射粒子的质量的平方成反比,而离子质量比电子大很多,它对散射的贡献比电子小很多,故可忽略;(5)入射波的频率 ω_0 比所有的等离子体特征频率(ω_{pe} 、 ω_{ce} 、 ν 等)大很多,因而可认为等离子体对入射波而言是透明的,等离子体的吸收和衍射效应可忽略;(6)入射波的功率不够大,以致它对等离子体的干扰可以忽略,这就要求 $\frac{eE_0}{m_e\omega_0} \ll \left(\frac{2kT_e}{m_e}\right)^{1/2} = v_e$, 即

$$\frac{P_0}{A} \ll 1.3 \times 10^{-5} \left(\frac{v_e}{c}\right)^2 \omega_0^2 \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-2}), \quad (7.2.12)$$

式中 P_0 、 A 分别为入射波的功率及横截面积;(7)等离子体温度足够高,它是充分电离的,因面中性粒子成分(原子和分子)对散射功率的贡献(即瑞利和喇曼散射)可忽略。这样,在上述假设的基础上,我们仍可用上节所用的方法计算等离子体的散射波电场,所不同的是,现在要计算许多电子的散射波电场,需要将它们各自产生的散射波电场迭加起来,因而在计算中必须考虑这些散射波之间的相位关系。

设等离子体中第 i 个电子的坐标为 $\mathbf{r}_i(t)$, 则由上节的推导知,它在入射的单色平面偏振波的作用下,在远散射体积的 \mathbf{R} 处将产生一散射波,其电场矢量为

$$\mathbf{E}_i^s(\mathbf{R}, t) = \frac{r_0 E_0}{R} \mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0) \exp\{j[\omega_0 t' - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r}_i(t')]\},$$

式中 t' 仍为推迟时间。当 $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}_i|$ 时,可近似地得到

$$t' \simeq t - \frac{R}{c} + \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}_i(t')}{c}.$$

若散射体积 V 内有 N 个电子,其平均密度为 $N_{e0} = \frac{N}{V}$, 而密度分布为 $N_e(\mathbf{r}, t) = \sum_i \delta[\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)]$, 则它们在 \mathbf{R} 处所产生的总散射电场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i^T(\mathbf{R}, t) &= \frac{r_0 E_0}{R} \mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0) \sum_{i=1}^N \exp\{j[\omega_0 t' - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r}_i(t')]\} \\ &= \frac{r_0 E_0}{R} \mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0) \int_V d\mathbf{r} N_e(\mathbf{r}, t) \exp\{j[\omega_0 t' - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r}(t')]\}. \end{aligned} \quad (7.2.13)$$

而探测器在 \mathbf{R} 处的单位立体角内所接收到的总的平均散射功率为

$$\frac{dP_s(\mathbf{R})}{d\Omega} = c\epsilon_0 R^2 \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} dt |\mathbf{E}_i^T|^2, \quad (7.2.14)$$

式中 τ 为探测时间,这里我们已假定了它比光学周期长很多,因而可取 $\tau \rightarrow \infty$ 的极限值。由上两式可以看到,若散射体积中电子密度是完全均匀分布的,则其散射总功率总是零,这可以用一个简单的例子加以证明。若散射体积中在垂直于 $\mathbf{K} = \mathbf{K}_s - \mathbf{K}_0$ 的方向上取一薄的平

板层, 在这个薄层上所有的电子对 \mathbf{K}_s 方向的散射波的贡献都是同相位的; 此外, 再选取一个与第一层平行的薄平板层, 它与第一层的距离为 $\pi/|\mathbf{K}_s - \mathbf{K}_0|$, 则该层上的电子在 \mathbf{K}_s 方向上的散射波的相位与第一层的相位相反。由于电子在散射体积内是均匀分布的, 这两层内的电子数应相等, 故这两层上电子的散射波电场完全抵消。这对散射体积中的任意一对这样的平板层都是正确的, 因而其总散射功率必为零。因此, 我们所以能观测到等离子体对入射波的散射, 完全是由于电子密度涨落引起的。即由于电子密度涨落, 使上述的各个平板层内的电子数不完全相同, 因而它们的总散射功率不为零。等离子体中大致上有两类涨落, 一类是随机密度涨落, 其均方根值为 $\sqrt{\langle N_e^2(\mathbf{r}, t) \rangle} \simeq \sqrt{\frac{N}{V}} = \sqrt{N_{e0}}$; 另一类是由等离子体集体振荡所引起的涨落。如果只考虑第一类涨落, 它们所产生的散射电场的总幅度与 $\sqrt{\frac{N}{V}}$ 成正比, 故其功率与 N_{e0} 成正比。而由于电子的运动速度有一定的分布, 因而使得它们所产生的多普勒频移的散射波将具有一定的频率分布。这个散射谱在一定程度上反映了等离子体内部粒子(特别是电子)运动的特征, 因而对这个谱的研究是等离子体理论和实验研究的重要课题之一。在下面我们将进一步推导出散射功率谱与电子密度涨落谱之间关系的普遍公式, 并具体地研究当电子速度分布为麦克斯韦分布时散射谱的一些特征。

我们取总散射电场的傅里叶变换为

$$\mathbf{E}_s^T(\mathbf{R}, \omega_s) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \mathbf{E}_s^T(\mathbf{R}, t) \exp[-j\omega_s t], \quad (7.2.15)$$

则利用傅氏变换的泊赛维耳(Parseval)定理

$$\int |\mathbf{E}_s^T|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\mathbf{E}_s^T(\omega_s)|^2 d\omega_s,$$

我们就可以得到在 \mathbf{R} 处探测器所接收到的散射功率谱为

$$\frac{d^2 P_s(\mathbf{R}, \omega_s)}{d\Omega d\omega_s} = c\epsilon_0 R^2 \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi\tau} \left| \int_{-\tau}^{\tau} dt \mathbf{E}_s^T(\mathbf{R}, t) \exp(-j\omega_s t) \right|^2, \quad (7.2.16)$$

将(7.2.13)式代入上式, 并取变量代换 $t' = t - \frac{R}{c} + \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}(t')}{c}$, 则得

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P_s(\mathbf{R}, \omega_s)}{d\Omega d\omega_s} &= c\epsilon_0 r_0^2 E_0^2 |\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)|^2 \times \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi\tau} \\ &\times \left| \int_{-\tau}^{\tau} dt \int_V d\mathbf{r} N_e(\mathbf{r}, t) \exp[j(\omega_0 t - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r})] \exp\left[-j\omega_s \left(t + \frac{R}{c} - \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}}{c}\right)\right] \right|^2. \end{aligned} \quad (7.2.17)$$

若将电子密度的空间、时间傅里叶变换

$$N_e(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{K} \int d\omega N_e(\mathbf{K}, \omega) \exp[j(\omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})] \quad (7.2.18)$$

代入上式, 并积分、化简, 最后就得到

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P_s(\mathbf{R}, \omega_s)}{d\Omega d\omega_s} &= \frac{1}{2\pi} S_0 r_0^2 |\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)|^2 N \lim_{\tau, \nu \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau V} \frac{|N_s(\mathbf{K}_s - \mathbf{K}_0, \omega_s - \omega_0)|^2}{N_{e0}} \\ &= \frac{P_0}{A} \frac{r_0^2}{2\pi} |\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)|^2 N S(\mathbf{K}, \omega); \end{aligned} \quad (7.2.19)$$

其中

$$S(\mathbf{K}, \omega) = \lim_{\nu, \tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau V} \frac{|N_e(\mathbf{K}, \omega)|^2}{N_{e0}}, \quad \left. \begin{aligned} \omega &= \omega_s - \omega_0, \\ \mathbf{K} &= \mathbf{K}_s - \mathbf{K}_0 \end{aligned} \right\} \quad (7.2.20)$$

$S(\mathbf{K}, \omega)$ 称为动力学形状因子, 可以证明它就是电子密度涨落的功率谱密度函数。根据涨落理论, 任何一个物理量的涨落都可以用自相关函数

$$C(\boldsymbol{\rho}, \delta) = \lim_{V, \tau \rightarrow \infty} \frac{1}{V\tau} \int_V \int_{\tau} d\mathbf{r} dt \frac{N_e(\mathbf{r}, t) N_e^*(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \delta)}{N_{e0}} \quad (7.2.21)$$

来描述, 式中 $\boldsymbol{\rho}$ 、 δ 分别为相关距离和相关时间。根据傅氏变换的卷积定理, 自相关函数的傅氏变换为

$$\begin{aligned} & \int d\boldsymbol{\rho} \int d\delta C(\boldsymbol{\rho}, \delta) \exp[j(\omega\delta - \mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\rho})] \\ &= \lim_{V, \tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau V} \frac{|N_e(\mathbf{K}, \omega)|^2}{N_{e0}} = S(\mathbf{K}, \omega). \end{aligned} \quad (7.2.22)$$

由此可见, 动力学形状因子就是电子密度自相关函数的傅氏变换, 故亦称其为电子密度涨落的功率谱密度函数。

上述的谱密度函数是用时间的傅氏变换定义的, 若我们用时间的拉普拉斯变换代替上述的时间的傅氏变换, 则有

$$\begin{aligned} N_e(\mathbf{K}, \omega - j\gamma) N_e^*(\mathbf{K}, \omega + j\gamma) &= \int_0^\infty dt \exp[-j(\omega - j\gamma)t] \\ &\times \int_0^\infty dt' \exp[-j(\omega + j\gamma)t'] \langle N_e(\mathbf{K}, t) N_e^*(\mathbf{K}, t') \rangle. \end{aligned} \quad (7.2.23)$$

对上式积分可先作变换 $t' = t + \delta$, 并交换积分顺序和完成对 t 的积分, 就可得到

$$\begin{aligned} & \lim_{\gamma \rightarrow 0} 2\gamma \langle N_e(\mathbf{K}, \omega - j\gamma) N_e^*(\mathbf{K}, \omega + j\gamma) \rangle \\ &= \int_{-\infty}^\infty d\delta \exp(j\omega\delta) \langle N_e(\mathbf{K}, t) N_e^*(\mathbf{K}, t + \delta) \rangle = N_{e0} S(\mathbf{K}, \omega), \end{aligned} \quad (7.2.24)$$

故得动力学形状因子的另一种表达式为

$$S(\mathbf{K}, \omega) = \lim_{\gamma \rightarrow 0} 2\gamma \frac{\langle N_e(\mathbf{K}, \omega - j\gamma) N_e^*(\mathbf{K}, \omega + j\gamma) \rangle}{N_{e0}}. \quad (7.2.20')$$

下面我们从无碰撞的玻耳兹曼方程(由于 $\omega_0 \gg \omega_{pe} > \nu$, 碰撞项可忽略)和泊松方程, 进一步导出电子密度涨落的谱密度函数 $S(\mathbf{K}, \omega)$ 的表达式:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial F_q}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} F_q + \frac{q}{m_q} \mathbf{E} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} F_q = 0, \\ & \nabla \cdot \mathbf{E} = \sum_q \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int F_q d\mathbf{v}, \end{aligned} \right\} \quad (7.2.25)$$

式中下标 q 代表电子或离子, $F_q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \sum_i^{N_q} \delta[\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)] \delta[\mathbf{v} - \mathbf{v}_i(t)]$ 为电子或离子的分布函数。这个方程组一般是不容易求解的, 因为它包含了多粒子的相互作用。然而, 当 $N_{e0} \lambda_D^3 \gg 1$ (λ_D 为德拜长度) 时, 等离子体的行为主要是由双粒子的相互作用决定的, 因而我们可以令

$$F_q = F_{q0} + F_{q1}, \quad N_q = N_{q0} + N_{q1};$$

其中 F_{q0} 代表电子或离子系统的平均状态分布, F_{q1} 则表示粒子分布围绕平均值的微小涨落, 或称扰动项。这样, 对于基本上均匀、稳定的等离子体, 方程组(7.2.25)可改写为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial F_{q0}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial F_{q0}}{\partial \mathbf{r}} &= 0, \\ \frac{\partial F_{q1}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial F_{q1}}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{E}_1 \frac{q}{m_q} \frac{\partial F_{q0}}{\partial \mathbf{v}} &= 0, \\ \nabla \cdot \mathbf{E}_1 &= \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \int [ZF_{i1} - F_{e1}] d\mathbf{v}, \\ \mathbf{E}_0 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (7.2.26)$$

其中对电子有:

$$q = -e, \quad m_q = m_e, \quad N_q = N, \quad F_{q0} = N_{e0} f_{e0}(\mathbf{v});$$

对于离子, 也类似地有:

$$q = Ze, \quad m_q = M_i, \quad N_q = N_i = N/Z, \quad F_{q0} = \frac{N_{e0}}{Z} f_{i0}(\mathbf{v});$$

f_{e0} 、 f_{i0} 为平均的归一化粒子分布函数。

为了求解上述方程, 我们取分布函数的傅里叶-拉普拉斯变换:

$$F_{q1}(\mathbf{K}, \mathbf{v}, \omega) = \int_0^\infty dt \exp[-j(\omega - j\gamma)t] \int_{-\infty}^\infty d\mathbf{r} F_{q1}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \exp[j\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}], \quad (7.2.27)$$

把它代入(7.2.26)式, 并经过傅里叶-拉普拉斯变换的一些比较复杂的运算后, 就可求出电子密度涨落的变换为:

$$\begin{aligned} N_{e1}(\mathbf{K}, \omega - j\gamma) &= -j \left\{ \sum_{i=1}^{N_i} \frac{\exp[j\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}_i(0)]}{\omega - \mathbf{K} \cdot \mathbf{v}_i(0) - j\gamma} - \frac{G_e}{\epsilon} \sum_{i=1}^{N_i} \frac{\exp[j\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}_i(0)]}{\omega - \mathbf{K} \cdot \mathbf{v}_i(0) - j\gamma} \right. \\ &\quad \left. + \frac{ZG_e}{\epsilon} \sum_{i=1}^{N_i} \frac{\exp[j\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}_i(0)]}{\omega - \mathbf{K} \cdot \mathbf{v}_i(0) - j\gamma} \right\}, \end{aligned} \quad (7.2.28)$$

式中

$$G_e(\mathbf{K}, \omega) = \int_{-\infty}^\infty d\mathbf{v} \frac{\omega_{pe}^2}{K^2} \frac{\mathbf{K} \cdot \partial f_{e0} / \partial \mathbf{v}}{\omega - \mathbf{K} \cdot \mathbf{v} - j\gamma}, \quad (7.2.29)$$

$$G_i(\mathbf{K}, \omega) = \int_{-\infty}^\infty d\mathbf{v} \frac{\omega_{pi}^2}{K^2} \frac{\mathbf{K} \cdot \partial f_{i0} / \partial \mathbf{v}}{\omega - \mathbf{K} \cdot \mathbf{v} - j\gamma}, \quad (7.2.30)$$

$$\epsilon(\mathbf{K}, \omega) = 1 + G_e(\mathbf{K}, \omega) + G_i(\mathbf{K}, \omega) \text{ 为纵向介电系数,} \quad (7.2.31)$$

$$\mathbf{K} = \frac{\omega_s}{c} \mathbf{s} - \mathbf{K}_0 = \mathbf{K}_s - \mathbf{K}_0, \quad \omega = \omega_s - \omega_0.$$

由此可求得动力学形状因子 $S(\mathbf{K}, \omega)$ 为

$$S(\mathbf{K}, \omega) = \frac{2\pi}{K} \left| 1 - \frac{G_e}{\epsilon} \right|^2 f_{e0}\left(\frac{\omega}{K}\right) + \frac{2\pi Z}{K} \left| \frac{G_e}{\epsilon} \right|^2 f_{i0}\left(\frac{\omega}{K}\right). \quad (7.2.32)$$

若电子、离子的速度分布均为麦克斯韦分布:

$$f_{e0}(v) = \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{1/2} \exp \left[- \left(\frac{m_e v^2}{2kT_e} \right) \right], \quad f_{i0}(v) = \left(\frac{M_i}{2\pi kT_i} \right)^{1/2} \exp \left[- \left(\frac{v^2 M_i}{2kT_i} \right) \right]$$

时, (7.2.32)式可进一步简化为:

$$\left. \begin{aligned} S(\mathbf{K}, \omega) &= \frac{2\sqrt{\pi}}{K v_e} \frac{A_e}{|\Theta|^2} + \frac{2\sqrt{\pi}}{K v_i} \frac{A_i}{|\Theta|^2}, \\ A_e &= \exp(-x_e^2) \left\{ \left[1 + \alpha^2 \frac{ZT_e}{T_i} R_W(x_i) \right]^2 + \left[\alpha^2 \frac{ZT_e}{T_i} I_W(x_i) \right]^2 \right\}, \\ A_i &= Z \exp(-x_i^2) \left\{ [\alpha^2 R_W(x_e)]^2 + [\alpha^2 I_W(x_e)]^2 \right\}, \\ |\Theta|^2 &= \left\{ \left[1 - \alpha^2 \left(R_W(x_e) + \frac{ZT_e}{T_i} R_W(x_i) \right) \right]^2 + \left[\alpha^2 I_W(x_e) + \alpha^2 \frac{ZT_e}{T_i} I_W(x_i) \right]^2 \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (7.2.33)$$

式中

$$\alpha = \frac{1}{K\lambda_D} = \frac{\lambda_0}{4\pi \sin \frac{\theta}{2}} \left(\frac{N_e e^2}{\epsilon k T_e} \right)^{1/2} = 1.07 \times 10^{-15} \frac{\lambda_0 [\text{\AA}]}{\sin \frac{\theta}{2}} \left(\frac{N_e}{k T_e [\text{eV}]} \right)^{1/2}, \quad (7.2.34)$$

$$x_e = \frac{\omega}{K v_e}, \quad x_i = \left(\frac{\omega}{K v_i} \right), \quad (7.2.35)$$

$$v_e = \left(\frac{2kT_e}{m_e} \right)^{1/2}, \quad v_i = \left(\frac{2kT_i}{M_i} \right)^{1/2}, \quad (7.2.36)$$

而 $R_W(x)$ 、 $I_W(x)$ 分别是等离子体色散函数

$$W(x) \equiv 1 - 2x \exp(-x^2) \int_0^x \exp(p^2) dp - j \sqrt{\pi} x \exp(-x^2) \quad (7.2.37)$$

的实部和虚部:

$$\left. \begin{aligned} R_W(x) &\equiv 1 - 2x \exp(-x^2) \int_0^x \exp(p^2) dp, \\ I_W(x) &\equiv \sqrt{\pi} x \exp(-x^2). \end{aligned} \right\} \quad (7.2.37')$$

当 $x \ll 1$ 或 $x \gg 1$ 时, 函数 $R_W(x)$ 可以分别用下式近似表示

$$\left. \begin{aligned} R_W(x) &\simeq 1 - 2x^2 \left[1 - \frac{2}{3} x^2 + \frac{4}{15} x^4 - \dots \right], & x \ll 1 \\ R_W(x) &\simeq -\frac{1}{2x^2} \left[1 + \frac{3}{2x^2} + \frac{15}{4x^4} + \dots \right], & x \gg 1 \end{aligned} \right\} \quad (7.2.38)$$

由(7.2.33)式可以看到, 形状因子 $S(\mathbf{K}, \omega)$ 是由两项组成的, 其中第一项频谱分布比较宽, 其特征频宽为 Kv_e , 它是包括随机热运动的自由电子及其德拜屏蔽对散射的贡献, 故称为电子成分的形状因子; 而第二项频谱分布比较窄, 特征频宽为 Kv_i , 它是屏蔽离子的电子云的贡献, 反映了离子运动的特征, 故称为离子成分的形状因子。此外, 还可看到, 即使当电子、离子的速度分布均为麦克斯韦分布时, 所得到的形状因子的表达式仍是十分复杂的。然而, 在某些特殊情况下, 散射谱公式可以得到进一步简化, 并能由此得到一些十分简单而具有明确的物理意义的表达式, 这些表达式将为应用这类散射现象进行等离子体诊断提供了十分简便的理论依据。下面我们进一步讨论在某些特殊情况下散射谱是如何简化的。

$\alpha \ll 1$ 时非相干散射的情况 由(7.2.33)式可以看到, 当 $\alpha \rightarrow 0$ 时, $A_e \rightarrow \exp(-x_e^2)$, $A_i \rightarrow 0$, $|\Theta|^2 \rightarrow 1$, 形状因子可简化为

$$S(\mathbf{K}, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{K v_e} \exp \left[- \left(\frac{\omega}{K v_e} \right)^2 \right]. \quad (7.2.39)$$

将其代入(7.2.19)式, 即可得 $\alpha \ll 1$ 时的散射功率为

$$\left. \frac{d^2 P_s(\mathbf{R}, \omega_s)}{d\Omega d\omega_s} = \frac{P_0}{A} r_0^2 N |\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)|^2 \frac{\exp[-(\omega/K v_e)^2]}{\sqrt{\pi} K v_e}, \right\} \quad (7.2.40)$$

其中 $\omega = \omega_s - \omega_0$; $K = 2K_0 \sin \frac{\theta}{2} = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2}$; $v_e = \left(\frac{2kT_e}{m_e} \right)^{1/2}$ 。

若用散射波长 λ_s 表示, 则散射功率谱为

$$\frac{d^2 P_s(\mathbf{R}, \lambda_s)}{d\Omega d\lambda_s} = \frac{P_0 r_0^2 N_{e0} L}{2\sqrt{\pi} \lambda_0 \sin \frac{\theta}{2}} \cdot \frac{c}{v_e} [\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)]^2 \exp \left[- \frac{c^2 \lambda^2}{4v_e^2 \lambda_0^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right], \quad (7.2.40')$$

式中 $\lambda = \lambda_s - \lambda_0$, $L = \frac{V}{A}$ 为散射长度。

由此可以看到, 散射功率谱是个简单的高斯型分布的谱, 其半高全宽度为

$$\left. \begin{aligned} \Delta\omega_{\frac{1}{2}} &= 4\omega_0 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e c^2} \ln 2}, \\ \Delta\lambda_{\frac{1}{2}} &= 4\lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e c^2} \ln 2}, \end{aligned} \right\} \quad (7.2.11)$$

它是表征电子热运动引起的多普勒频率(或波长)展宽。而且,其散射功率直接与散射体积中的电子数 N 成正比,这表明了 $\alpha \ll 1$ 时,散射谱完全反映了麦克斯韦分布的电子随机热运动的特征,故称其为非相干散射谱。从物理上看,这个结果是很明显的,因为当 $\alpha \ll 1$ 时,入射光的波长(严格讲,是散射的特征长度 $K^{-1} = \frac{\lambda_0}{4\pi \sin \frac{\theta}{2}}$)远小于德拜屏蔽长度,即入射波

的作用范围很短,在散射特征长度范围内,它只能感受到电子云内各个电子的无规热运动,而感受不到电子整体随离子的运动,因而散射谱就只能反映电子无规热运动的特征。在这种情况下,只要实验上测出了散射谱的半高全宽度,利用(7.2.41)式就可求出散射体积中等离子体的电子温度。此外,将(7.2.40)式对所有散射频率积分,就可求得单位立体角内的散射总功率为

$$\frac{dP_s(\mathbf{R})}{d\Omega} = P_0 r_0^2 N_e L [\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_0)]^2. \quad (7.2.42)$$

这样,只要实验上绝对地测量了 \mathbf{s} 方向上 $d\Omega$ 立体角内的总散射功率,就可以利用上式测定散射体积中的电子密度。

赛普脱(Salpeter)近似 当 $\frac{x_e}{x_i} = \left(\frac{m_e T_i}{M_i T_e}\right)^{1/2} \ll 1$, 则我们可以利用此不等式,及 $R_w(x)$ 的近似式(7.2.38)式来分析在不同频区 ω 内(7.2.33)式中各项的数量级关系,从而可得到赛普脱近似条件下的形状因子公式

$$\left. \begin{aligned} S(\mathbf{K}, \omega) &= S_e(\mathbf{K}, \omega) + S_i(\mathbf{K}, \omega), \\ S_e(\mathbf{K}, \omega) &= \frac{2\sqrt{\pi}}{K v_e} \Gamma_\alpha(x_e) \quad S_i(\mathbf{K}, \omega) = \frac{2\sqrt{x}}{K v_i} Z \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} \right)^2 \Gamma_\beta(x_i), \\ \Gamma_\alpha(x) &= \frac{\exp(-x^2)}{[1+\gamma^2 R_w(x)]^2 + [\gamma^2 I_w(x)]^2} \quad (\gamma = \alpha, \beta), \\ \alpha &= \frac{1}{K \lambda_D} \quad \beta = \frac{Z \alpha^2}{1+\alpha^2} \frac{T_e}{T_i}, \\ \omega &= \omega_s - \omega_0 \quad K = 2K_0 \sin \frac{\theta}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (7.2.43)$$

在 $\frac{T_e}{T_i} \simeq 1$ 时,这个近似式的精度可达 $\left(\frac{m_e}{M_i}\right)^{1/2}$ 。由上式可以很明显地看出,两种成分的形状因子有相同的分布形式,它们都由 $\Gamma_\gamma(x)$ 函数决定,但覆盖不同的频区。离子成分只是在频移较小($\omega \sim K v_i$)的频区内才较显著;而电子成分在频移较大($\omega \sim K v_e$)的区域内才较显著。电子成分 $S_e(\mathbf{K}, \omega)$ 的谱形与参数 α 有关,而离子成分 $S_i(\mathbf{K}, \omega)$ 的形状则与参数 $\beta = \left[\left(\frac{Z \alpha^2}{1+\alpha^2} \right) \left(\frac{T_e}{T_i} \right) \right]^{1/2}$ 有关。图 7.2.2 为函数 $\Gamma_\alpha(x)$ 随参变量 α 变化的曲线。图 7.2.3 是利用(7.2.43)式对 $\frac{T_e}{T_i} = 1$ 氢等离子体计算的散射谱 $S(\mathbf{K}, \omega)$ 随 x_e 及 α 变化的对数曲线。

当 $\alpha \ll 1$ 时,(7.2.43)式可进一步简化为

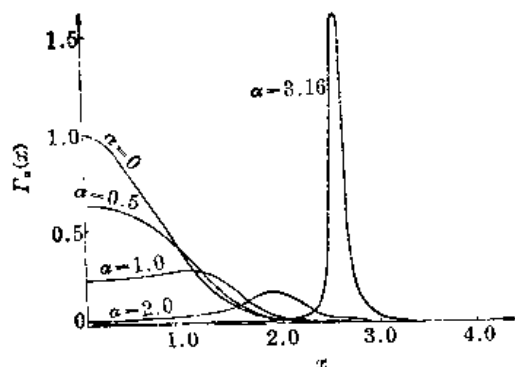


图 7.2.2 $\Gamma_e(x)$ 函数随 α 变化的曲线

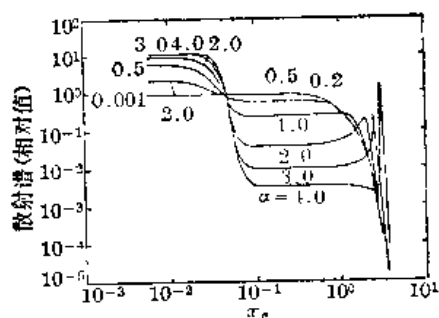


图 7.2.3 赛普脱近似下, 氢等离子体在 $T_e = T_i$ 时的形状因子随 α 变化的曲线

$$S(\mathbf{K}, \omega) \simeq S_e(\mathbf{K}, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{Kv_e} \exp\left[-\left(\frac{\omega}{Kv_e}\right)^2\right].$$

这就是前述的非相干散射的情况, 散射谱几乎完全由电子的热运动决定, 与离子热运动相关的电子集体运动对散射的贡献可忽略, 如图 7.2.3 中 $\alpha < 0.2$ 的曲线所示。

当 $\alpha \gg 1$ 时, 从图 7.2.2 可看到, 电子成分 $S_e(\mathbf{K}, \omega)$ 除了在入射波频率 ω_0 两旁的共振频率处出现两个高的共振峰外, 在其它频区 $S_e(\mathbf{K}, \omega)$ 的数值都变得很小。由 (7.2.43) 式知, $S_e(\mathbf{K}, \omega)$ 发生共振的条件是

$$[1 + \alpha^2 R_W(x_e)]^2 + [\alpha^2 I_W(x_e)]^2 = 0.$$

图 7.2.4 给出了等离子体色散函数 $W(x)$ 的虚、实部 $I_W(x)$ 、 $R_W(x)$ 随 x 变化的曲线。由图可见, 当 $x > 2$ 时, 阻尼项 $I_W(x)$ 趋近于零, 因而上述的共振条件近似地变为

$$R_W(x) = -\frac{1}{\alpha^2}.$$

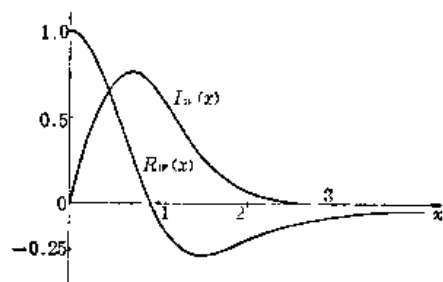


图 7.2.4 等离子体色散函数 $R_W(x)$ 、 $I_W(x)$ 曲线

当 $\alpha > 1.86$ 时, 上式有两个根, 一个根在 $x_e = 0.95 \sim 1.5$

之间, 此时 $I_W x_e \simeq 1$, 阻尼项较大, 使其共振不显著, 暂不考虑它; 另一个根是在 $x_e > 1.5$ 处, 且随 α 增大而增大。将 (7.2.38) 式 $x \gg 1$ 时 $R_W(x)$ 的近似式代入上式, 即可近似地求得共振频率的频移为

$$\left. \begin{aligned} x_{eR} &= \frac{1}{2}(\alpha^2 + 3), \\ \Delta\omega_{ER} &= \omega_{ER} - \omega_0 = \pm \left(\omega_{pe}^2 + \frac{3kT_e K^2}{m_e} \right)^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (7.2.44)$$

当 T_e 不很高时, 上式可进一步简化为

$$\Delta\omega_{ER} \simeq \pm \omega_{pe} = \pm \left(\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}. \quad (7.2.44')$$

(7.2.44) 式就是 $K\lambda_D \ll 1$ 条件下等离子体的高频纵向(朗缪)振荡的色散关系。由此可以很明显地看出, 在 $\alpha \gg 1$ 的散射谱中出现电子的共振峰的物理意义, 即当 $\alpha \gg 1$ 时, 入射波的作用范围比较大, 它可以感受到电子的集体运动。由于等离子体中电子存在着频率为 $\omega = \left(\omega_{pe}^2 + \frac{3kT_e K^2}{m_e} \right)^{1/2}$ 的纵向振荡, 当 $K\lambda_D \ll 1$ 时入射波射入等离子体后, 它与等离子体的电子振荡相耦合, 便在散射波中形成频移等于该电子的等离子体振荡频率的共振峰。至于

离子成分 $S_i(\mathbf{K}, \omega)$, 当 $\alpha \gg 1$ 时其谱形由参量 $\beta = \left[Z \frac{T_e}{T_i} \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} \right) \right]^{1/2} \simeq \left[Z \frac{T_e}{T_i} \right]^{1/2}$ 决定。与 $S_e(\mathbf{K}, \omega)$ 类似, 当 $\beta \ll 1$ 时, 离子成分近似为

$$S_i(\mathbf{K}, \omega) \simeq \frac{2\sqrt{\pi}Z}{Kv_i} \Gamma_\beta(x_i),$$

它是高斯型的谱, 其半高全宽度为

$$\left. \begin{aligned} \Delta\omega_{1/2} &= 4\omega_0 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2kT_i}{M_i c^2} \ln 2}, \\ \Delta\lambda_{1/2} &= 4\lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2kT_i}{M_i c^2} \ln 2}. \end{aligned} \right\} \quad (7.2.45)$$

由于 $M_i \gg m_e$, 因而离子成分的高光谱宽要比电子的高光谱展宽窄得多。当 β 值逐渐增大时, $S_i(\mathbf{K}, \omega)$ 的谱形将逐渐偏离高斯分布。当 $\beta \simeq 1$ 时, 谱在 $x_i = \pm 1$ 附近就出现较小的峰值(它是高度阻尼的共振峰); 当 $\beta > 1$ 时, 峰值就往两翼移动, 且峰值逐渐显著。由图 7.2.2 可见, 在 $1 \leq \beta \leq 2$ 的范围内, 离子成分的峰值位置 x_{i0} 近似地等于 β 值, 即

$$\left. \begin{aligned} x_{i0} &\simeq \beta, \\ \Delta\omega_{i0} &= \omega_{i0} - \omega_0 = K \left(Z \frac{2kT_e}{M_i} \right)^{1/2} = \sqrt{2} \omega_{ie}. \end{aligned} \right\} \quad (7.2.46)$$

式中 $\omega_{ie} = K \left(\frac{ZkT_e}{M_i} \right)$ 为长波条件下的离子声振荡频率。这表明, 在 $\alpha \gg 1$ 时, 散射谱的离子成分反映了屏蔽离子的电子云随离子集体运动的特征。当 $\beta \ll 1$ 时, 它反映了离子的无规热运动的特征; 当 $1 \leq \beta \leq 2$ 时, 它反映了离子的纵向振荡(离子声振荡)的特征。

总之, 当 $\alpha \gg 1$ 时, 散射谱的中心部分为比较窄的离子成分的谱, 它的谱形由离子或电子温度决定(视 β 值而定); 而其两翼有一对尖锐的电子成分的共振峰, 如图 7.2.3 中 $\alpha \gg 3$ 的曲线和图 7.2.5 所示。前者反映了电子云整体地随离子作无规热运动或振荡的特征, 后者反映了电子进行纵向静电振荡的特征。因此, 在 $\alpha \gg 1$ 、 $\beta < 1$ 条件下, 由实验上测量的离子成分的散射谱轮廓, 就可测定离子温度, 这是测定高温等离子体离子温度的重要方法之一。此外, 根据 $\alpha \gg 1$ 散射谱两翼电子共振线的位置, 由(7.2.44)式也可测定电子密度。

当 $0.5 \leq \alpha \leq 2$ 时, 散射谱形介于上述两种极端情况之间, 这时 $S_i(\mathbf{K}, \omega)$ 和 $S_e(\mathbf{K}, \omega)$ 基本上是同一数量级的。谱形大致如图 7.2.3 中 $\alpha = 0.5$ 、1.0、2.0 等曲线和图 7.2.6 所示, 中心部分为窄而高的离子成分, 两旁为宽而矮的电子成分。电子成分的谱形取决于 $\Gamma_\alpha(x_e)$ 函数形状, 由图 7.2.2 可以看到, 和 $S_i(\mathbf{K}, \omega)$ 在 $\alpha \gg 1$ 、 $1 \leq \beta \leq 2$ 时的情况相类似, 当 $1 \leq \alpha \leq 2$ 时, 电子成分 $S_e(\mathbf{K}, \omega)$ 也出现小的峰值, 其峰值位置近似地等于 α 值, 即

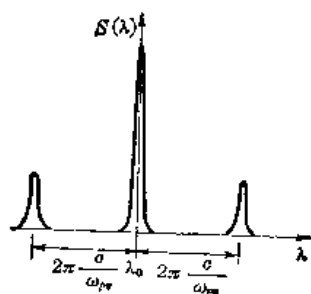


图 7.2.5 $\alpha \gg 1$, $\beta < 1$ 时的散射谱

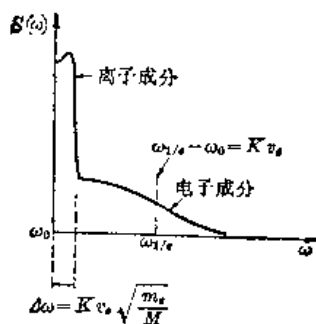


图 7.2.6 $0.5 \leq \alpha \leq 2$ 时的散射谱

$$\left. \begin{aligned} x_{e0} \simeq \alpha, \\ \Delta\omega_{\pm} = \sqrt{2} \omega_{pe} = \left(\frac{2N_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \circ \end{aligned} \right\} \quad (7.2.47)$$

这个式子与散射角无关,利用它测定电子密度分布是很可取的。

将(7.2.43)式对所有频率 ω 积分,即可求得频率积分的形状因子 $S(\mathbf{K})$ 的表达式为

$$\left. \begin{aligned} S(\mathbf{K}_s) &= S_e(\mathbf{K}_s) + S_i(\mathbf{K}_s), \\ S_e(\mathbf{K}_s) &= \frac{1}{1+\alpha^2} \quad S_i(\mathbf{K}_s) = \frac{Z\alpha^4}{(1+\alpha^2) \left[1+\alpha^2 + Z \frac{T_e}{T_i} \alpha^2 \right]^\circ} \end{aligned} \right\} \quad (7.2.48)$$

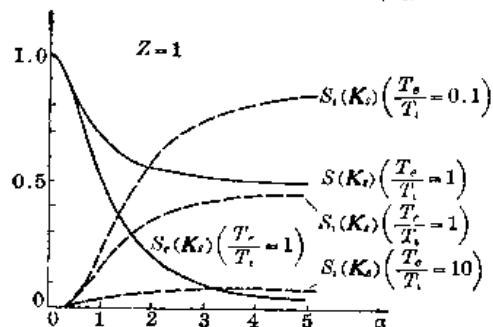


图 7.2.7 赛普脱近似下,积分形状因子 $S_i(\mathbf{K}_s)$ 、 $S_e(\mathbf{K}_s)$ 和 $S(\mathbf{K}_s)$ 随 α 变化的曲线

图 7.2.7 画出了氢等离子体($Z=1$)在 $\frac{T_e}{T_i}=0.1, 1, 10$ 三种情况下 $S_e(\mathbf{K}_s)$ 、 $S_i(\mathbf{K}_s)$ 、 $S(\mathbf{K}_s)$ 随 α 变化的曲线($S_e(\mathbf{K}_s)$ 、 $S(\mathbf{K}_s)$ 只画出 $\frac{T_e}{T_i}=1$ 的曲线)。由图和(7.2.28)式可以看到,当 $\alpha \ll 1$ 时, $S_i(\mathbf{K}_s) \rightarrow 0$, $S_e(\mathbf{K}_s) \rightarrow 1$,这时由于集体效应很弱,每个电子的散射截面就相当于自由电子的汤姆逊散射截面。当 α 增大时, $S_i(\mathbf{K}_s)$ 随之增大,而 $S_e(\mathbf{K}_s)$ 却随之减小,

在 $\alpha \rightarrow \infty$ 的极限情况下, $S(\mathbf{K}_s) = S_i(\mathbf{K}_s) \rightarrow \frac{Z}{1+ZT_e/T_i}$ 。对于氢等离子体,在 $T_i=T_e$ 时, $S_i(\mathbf{K}_s) = \frac{1}{2}$,这时散射截面为汤姆逊散射截面的一半;当 $Z>1$, $\frac{T_e}{T_i} < 1 - \frac{1}{Z}$ 时, $S_i(\mathbf{K}_s) > 1$,则散射截面比汤姆逊截面还要大。图 7.2.8 画出了根据(7.2.33)数值积分得到的不同 $\frac{T_e}{T_i}$ 值下的 $S(\mathbf{K}_s)$ 随 α 变化的曲线,图中还画出了在 $\frac{T_e}{T_i} \gg 1$ 时由赛普脱近似公式(7.2.48)计算得到的 $S(\mathbf{K}_s)$ 随 α 变化的曲线。由图可以看到,对于比较大的 $\frac{T_e}{T_i}$ 值,当 $\alpha \gtrsim \frac{1}{2}$ 时,赛普脱近似就不适用了。赛普脱近似的适用条件是 $\frac{T_e}{T_i} \lesssim 2$ 。

$\alpha \gg 1$ 、 $\frac{T_e}{T_i} \gg 1$ 的情况下离子声共振散射 在赛普脱近似中,我们已看到了当 $\alpha \gg 1$ 时,频移在电子的纵向静电振荡频率附近

$$\Delta\omega_{ER} = \omega_{SR} - \omega_0 = \pm \left(\omega_{pe}^2 + \frac{3kT_e K^2}{m_e} \right)^{1/2}$$

散射谱中出现了电子的共振线。由此可见,只要入射波与等离子体振荡模式相耦合,在等离子体特征振荡频率附近,散射谱中就会出现共振线。由于在热等离子体纵向振荡模式中,除了电子的等离子体振荡外,还存在离子声振荡,其特征频率为

$$\omega_{as} \simeq K \left[\frac{ZkT_e + 3kT_i}{M_i} \right]^{1/2} \circ$$

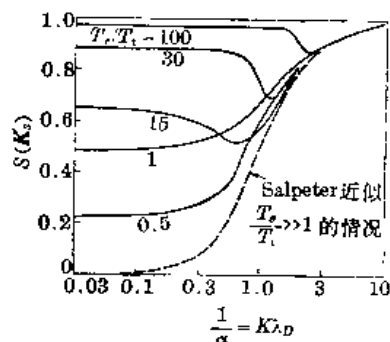


图 7.2.8 赛普脱近似和精确的 $S(\mathbf{K}, \omega)$ 公式数值积分计算的 $S(\mathbf{K}_s)$ 值的比较

因此,可以想到在该频移附近,散射谱中也必然会出现共振峰。现在,我们从(7.2.33)式出发来讨论离子声共振散射问题。在 ω_{ac} 附近,

$$x_e(\omega_{ac}) \simeq \frac{\omega_{ac}}{K v_e} \ll 1, \quad \text{因此} \quad R_W(x_e) \simeq 1, \quad \exp(-x_e^2) \simeq 1,$$

则(7.2.33)式就变为

$$S_{ac}(K, \omega) \simeq \frac{2\sqrt{\pi}}{K v_e} \left\{ \frac{[1 + \alpha^2 (Z T_e / T_i) R_W(x_i)]^2}{|\Theta|^2} + Z \left(\frac{M_i T_e}{m_e T_i} \right)^{1/2} \frac{\alpha^4 \exp(-x_i^2)}{|\Theta|^2} \right\} \quad (7.2.49)$$

$$|\Theta|^2 \simeq \left[1 + \alpha^2 + \alpha^2 \frac{T_e Z}{T_i} R_W(x_i) \right]^2 + \left[\alpha^2 I_W(x_e) + \alpha^2 \frac{Z T_e}{T_i} I_W(x_i) \right]^2.$$

令 $|\Theta| = 0$, 并忽略阻尼项 $I_W(x)$; 此外, 在 $\frac{T_e}{T_i} \gg 1$ 的情况下, 利用 $x_i \gg 1$ 时 $R_W(x_i)$ 的近似式, 就可求得离子声共振频率为

$$\omega_{ac} \simeq \omega_s - \omega_0 \simeq \pm K \left[\frac{\alpha^2 Z k T_e}{(1 + \alpha^2) M_i} + \frac{3 k T_i}{M_i} \right]^{1/2}. \quad (7.2.50)$$

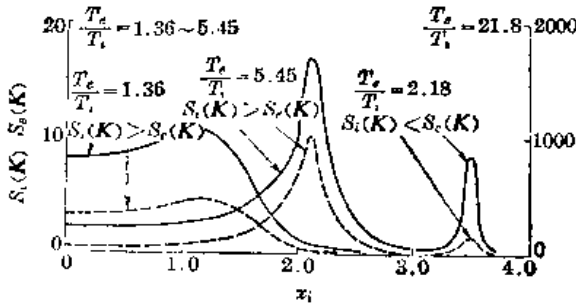


图 7.2.9 电子、离子成分对离子声共振散射谱的贡献随 $\frac{T_e}{T_i}$ 比值的变化

将(7.2.50)式代入(7.2.49)式, 可以看到对于氢等离子体, 当 $\alpha \gg 1$ 、 $\frac{T_e}{T_i} \simeq 10$ 时, $S_{iac}(K, \omega_{ac}) \simeq S_{ac}(K, \omega_{ac})$ 。图 7.2.9 表示了电子、离子成分对离子声共振散射谱的贡献随 $\frac{T_e}{T_i}$ 比值的变化趋势。由图可见, 当 $\frac{T_e}{T_i} \ll 1$ 时, 离子声共振谱主要是离子成分的贡献, 它可用(7.2.43)式中的 $S_i(K, \omega)$ 近似地表示。这时, 由于离子朗道阻尼较强, 使得共振峰不甚显著。而当

$\frac{T_e}{T_i} \gg 1$ 及 $\alpha \gg 1$ 时, 离子声共振谱主要是电子成分的贡献, 共振峰频率近似为

$$\omega_{ac} = \omega_s - \omega_0 \simeq \pm K \left(\frac{Z k T_e}{M_i} + \frac{3 k T_i}{M_i} \right)^{1/2}, \quad (7.2.51)$$

共振峰附近的谱可以近似地表示为

$$S_e(K, \omega)_{ac} \simeq \frac{2\sqrt{\pi}}{K v_e \{ [1 - (\omega_{ac}/\omega)^2]^2 + \pi Z m_e / 2 M_i \}}. \quad (7.2.52)$$

由此可知, 若实验上测出了离子声共振峰的位置, 由(7.2.51)式就可求出 T_i (若 T_e 已知) 或 T_e (若 T_i 已知)。

§ 7.2.3 低温、磁化等离子体的散射

在聚变研究中, 等离子体通常都是用磁场来约束和稳定的; 此外, 等离子体中还存在着等离子体欧姆加热电流所产生的磁场。很显然, 我们必须研究磁场对等离子体的散射谱的影响, 这样我们就可以知道在什么条件下磁场的影响是可忽略的, 在什么条件下磁场的影响是不可忽略的, 而且更重要的是能使我们从磁化等离子体的散射谱的测量得到有关等离子体内部磁场的大小、方向等的信息。

设在散射体积中存在均匀的静磁场 R_0 , 则上节的无碰撞等离子体线性化的玻耳兹曼方程(7.2.26')应变为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial F_{e0}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial F_{e0}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q}{m_e} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot \frac{\partial F_{e0}}{\partial \mathbf{v}} &= 0, \\ \frac{\partial F_{ei}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial F_{ei}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q}{m_i} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot \frac{\partial F_{ei}}{\partial \mathbf{v}} + \frac{q}{m_i} \mathbf{E}_1 \cdot \frac{\partial F_{e0}}{\partial \mathbf{v}} &= 0, \\ \nabla \cdot \mathbf{E}_1 &= \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \int [ZF_{i1} - F_{e1}] d\mathbf{v}_0 \end{aligned} \right\} \quad (7.2.53)$$

从这个方程组出发,且用与上节相类似的方法求解该方程组,得到电子密度涨落的傅里叶-拉普拉斯变换函数 $N_{e1}(\mathbf{K}, \omega - j\gamma)$, 从而可以求得动力学形状因子 $S(\mathbf{K}, \omega)$ 。若假定电子、离子的速度分布都是遵从麦克斯韦分布;电子、离子均是磁化的,即要求 $\rho_{ce}, \rho_{ci} \ll L(\rho_{ce}, \rho_{ci}$ 为电子、离子的拉摩半径, L 为散射长度), 同时 $\frac{2\pi}{\omega_{ce}}, \frac{2\pi}{\omega_{ci}} \ll \tau_e$ 和 τ_i (ω_{ce}, ω_{ci} 为电子、离子的回旋角频率, $\tau_e = \frac{\lambda_{e1}^2}{2c\Delta\lambda_0}$ 为入射波的相干时间, τ_i 为探测器的积分时间), 则由此可导出动力学形状因子为

$$\left. \begin{aligned} S(\mathbf{K}, \omega) &= 2\sqrt{\pi} \left| 1 - \frac{H_e}{\epsilon_L} \right|^2 \sum_{l=-\infty}^{\infty} \exp(-K_{\perp}^2 \bar{\rho}_{ce}^2) I_l(K_{\perp}^2 \bar{\rho}_{ce}^2) \\ &\quad \times \frac{\exp\{-(\omega - l\omega_{ce})/(K_{\parallel} v_e)\}^2}{K_{\parallel} v_e} + 2\sqrt{\pi} Z \left| \frac{H_e}{\epsilon_L} \right|^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \\ &\quad \times \exp(-K_{\perp}^2 \bar{\rho}_{ci}^2) I_m(K_{\perp}^2 \bar{\rho}_{ci}^2) \frac{\exp\{-(\omega - l\omega_{ci})/(K_{\parallel} v_i)\}^2}{K_{\parallel} v_i}, \end{aligned} \right\} \quad (7.2.54)$$

其中 $\epsilon_L = 1 + H_e(\mathbf{K}, \omega) + H_i(\mathbf{K}, \omega)$ 为纵向介电函数;

$$\left. \begin{aligned} H_e(\mathbf{K}, \omega) &= \alpha^2 [1 - \sum_l \exp(-K_{\perp}^2 \bar{\rho}_{ce}^2) I_l(K_{\perp}^2 \bar{\rho}_{ce}^2) \left(\frac{\omega}{\omega - l\omega_{ce}} \right)] \\ &\quad \times \begin{cases} 1, & \text{当 } K_{\parallel} = 0 \\ \{2x_{el} \exp(-x_{el}^2) \int_0^{x_{el}} \exp(p^2) dp + j\sqrt{\pi} x_{el} \exp(-x_{el}^2)\}, & \text{当 } K_{\parallel} \neq 0 \end{cases} \\ H_i(\mathbf{K}, \omega) &= \frac{ZT_e}{T_i} \alpha^2 [1 - \sum_m \exp(-K_{\perp}^2 \bar{\rho}_{ci}^2) I_m(K_{\perp}^2 \bar{\rho}_{ci}^2) \left(\frac{\omega}{\omega - m\omega_{ci}} \right)] \\ &\quad \times \begin{cases} 1, & \text{当 } K_{\parallel} = 0 \\ \{2x_{im} \exp(-x_{im}^2) \int_0^{x_{im}} \exp(p^2) dp + j\sqrt{\pi} x_{im} \exp(-x_{im}^2)\}, & \text{当 } K_{\parallel} \neq 0 \end{cases} \end{aligned} \right\}$$

其中 $\bar{\rho}_{ce} = \frac{v_e}{\sqrt{2}\omega_{ce}}, \bar{\rho}_{ci} = \frac{v_i}{\sqrt{2}\omega_{ci}}$ 为电子、离子的平均拉摩回旋半径;

$\omega_{ce} = -\frac{eB_0}{m_e}, \omega_{ci} = \frac{ZeB_0}{M_i}$ 为电子、离子的回旋角频率;

$K_{\parallel} = K \cos \theta_B, K_{\perp} = K \sin \theta_B$ 为散射差矢在平行、垂直于 \mathbf{B}_0 方向上的分量;

θ_B 为 \mathbf{K} 与 \mathbf{B}_0 间的夹角;

$$x_{el} = \frac{\omega - l\omega_{ce}}{K_{\parallel} v_e}, \quad x_{im} = \frac{\omega - l\omega_{ci}}{K_{\parallel} v_i};$$

$I_l(x)$ 和 $I_m(x)$ 为第一类修正贝塞尔函数。

这个公式仍是相当复杂的, 下面我们讨论几种极端情况下的简化公式。

$\theta_B \rightarrow 0$ 的极限情况 在这种极限情况下, $K_{\parallel} \rightarrow K, K_{\perp} \rightarrow 0$ 。利用贝塞尔函数的近似公式

$$I_l(p) \simeq \frac{(p/2)^l}{l!}, \quad \text{当 } p \ll 1$$

则当 $K_{\perp} \rightarrow 0$ 时, 有

$$\exp(-K_{\perp}^2 \bar{\rho}_{eq}^2) I_l(K_{\perp}^2 \bar{\rho}_{eq}^2) \simeq \left(\frac{K_{\perp}^2 \bar{\rho}_{eq}^2}{2} \right)^l / l! = \begin{cases} 1, & l=0 \\ 0, & l \neq 0 \end{cases} \quad (q=e, i),$$

将此近似式代入(7.2.54)式, 则可得到

$$H_e(\mathbf{K}, \omega) \rightarrow \alpha^2 W(x_e), \quad H_i(\mathbf{K}, \omega) \rightarrow \frac{ZT_e}{T_i} \alpha^2 W(x_i), \quad \epsilon_L \rightarrow 1 + \alpha^2 W(x_e) + \frac{ZT_e}{T_i} W(x_i) \alpha^2.$$

最后, $S(\mathbf{K}, \omega)$ 就可以简化为无磁场时的形状因子公式(7.2.33)。这表明当 $\mathbf{K} \perp \mathbf{B}_0$ 时, 磁场的存在对散射谱没有影响。这是不难理解的, 因为这时电子、离子的回旋运动在散射差分波矢 \mathbf{K} 方向上的投影为零, 故它们的回旋运动不会使散射波产生附加的多普勒频移。

$\alpha \ll 1$, 非相干散射的情况 由(7.2.54)式知, $H_e(\mathbf{K}, \omega)$ 、 $H_i(\mathbf{K}, \omega)$ 均与 α^2 成正比。当 $\alpha \ll 1$ 时, H_e 、 H_i 均趋于零, 故(7.2.54)式可简化为

$$S(\mathbf{K}, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{K_{\parallel} v_e} \exp\left(-\frac{K_{\perp}^2 v_e^2}{2\omega_{ce}^2}\right) \sum_{l=-\infty}^{\infty} I_l\left(-\frac{K_{\perp}^2 v_e^2}{2\omega_{ce}^2}\right) \exp\left[-\left(\frac{\omega - l\omega_{ce}}{K_{\parallel} v_e}\right)^2\right]. \quad (7.2.55)$$

这表明散射谱是由一系列谱线所组成的调制谱, 它的每条谱线都是高斯型的谱, 其中心频率为

$$\omega = \omega_s - \omega_0 = l\omega_{ce}, \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

而谱线的 σ^{-1} 宽度为

$$\Delta\omega_{\sigma^{-1}} = 2K_{\perp} v_e = 2K v_e \cos\theta_B, \quad (7.2.56)$$

其幅度与 $\exp(-p) I_l(p)$ 成正比, 其中

$$p = \frac{K^2 v_e^2 \sin^2\theta_B}{2\omega_{ce}^2}. \quad (7.2.57)$$

由此可见, 只有当

$$u = \left(\frac{K v_e \cos\theta_B}{\omega_{ce}} \right)^2 \ll 1 \quad (7.2.58)$$

时, 才能保证各条谱线不发生重迭, 从而使调制的散射谱的各个调制峰是可分辨的。

当 $p \ll 1$ 时, $I_l(p) \simeq \left(\frac{p}{2}\right)^l / l!$, 因而谱实际上集中在 $l=0$ 的中心线上, 其宽度仍由(7.2.56)式给出。由(7.2.57)式知, $p \ll 1$ 的条件只有当 $\sin\theta_B \ll 1$ (即 $\cos\theta_B \simeq 1$) 或 $K v_e \ll \omega_{ce}$ 时才能满足。当 $\cos\theta_B \simeq 1$ 时, 实际上又是 $\theta_B \rightarrow 0$ 的情况, 这时调制谱退化为无磁场时的高斯型的非相干散射谱。而 $K v_e \ll \omega_{ce}$ 的条件实际上是很难满足的, 因为 $K v_e = \sqrt{2} \frac{\omega_{pe}}{\alpha}$, 这就意味着要求 $\omega_{ce} \gg \sqrt{2} \frac{\omega_{pe}}{\alpha}$, 而在非相干散射条件下, $\alpha \ll 1$, 这就要求磁场非常强, 例如, 当 $N_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $\alpha = 0.05$ 时, 上述条件就要求 $B > 40 \text{ T}$, 实际上这是难以实现的。

当 $p \gg 1$ 时 (通常都是这种情况, 除非 $\theta_B \rightarrow 0$), 我们有

$$\exp(-p) I_l(p) \simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi p}} \exp\left(-\frac{l^2}{2p}\right).$$

由此可见, 各调制峰的包络线非常接近于无磁场时高斯型的非相干散射谱轮廓 (宽度为 $2K v_e \sin\theta_B$), 包络线下共包含有 $2\sqrt{2p}$ 个谱线。图 7.2.10 画出了 $p=20$ 及 $u=0.1, 0.2, 0.4$ 时由(7.2.55)算出的散射谱, 图中也画出了在没有磁场时相应的高斯型的非相干散射谱。由图可明显地看到, 调制谱的包络线就是无磁场时的高斯型谱轮廓线。此外, 由图也可看到, 各调制峰的调制深度与 u 值有关, u 值愈小, 调制峰愈尖锐, 当 $\theta_B \rightarrow \frac{\pi}{2}$ 时, $u \rightarrow 0$, 调制

峰有最深的调制度, 调制峰变得非常尖锐。这表明调制的散射谱, 对于 \mathbf{K} 和 \mathbf{B}_0 间的夹角 θ_n 的变化是很灵敏的, 只有当 $\theta_n = \frac{\pi}{2}$ 时才能观

测到最尖锐的调制谱。利用 $\alpha \ll 1$ 时调制谱的这一特点, 可以测定散射体积中的磁场大小和方向, 这是测定高温等离子体内部磁场的重要途径之一。

$\alpha \geq 1$, 相干散射的情况 这时散射谱和无磁场的情况类似, 也是由中央窄的离子成分和宽的电子成分所组成, 但谱更复杂。在某些条件下, 谱的离子成分也会被 ω_{ci} 所调制, 但观测离子成分调制谱的条件比观测电子成分的调制谱更严格, 在实验中一般是难以观测到的。由于在一般情况下 $\alpha \geq 1$ 时的谱是十分复杂的, 在等离子体诊断中很少应用它, 我们在这里就不作详细讨论。

频率积分的形状因子 $S(\mathbf{K})$ 可以证明, 在有磁场时, 散射总截面 $S(\mathbf{K})$ 与无磁场时相同。在 $T_e \simeq T_i$ 时, 有

$$S(\mathbf{K}) = \frac{2\pi}{1+\alpha^2} + \frac{2\pi Z\alpha^4}{(1+\alpha^2)(1+\alpha^2+Z\alpha^2)} = 2\pi \frac{1+Z\alpha^2}{1+\alpha^2+Z\alpha^2},$$

这就是无磁场时的赛普脱近似的总截面公式。所以磁场的存在只影响散射谱的形状, 而不影响总的散射强度。

§ 7.2.4 高温、非磁化等离子体的散射

在上述的讨论中, 我们考虑的是低温等离子体 ($kT_e < 1 \text{ keV}$) 对电磁波的散射, 由于电子的运动速度 v_e 远小于光速, 即 $\beta = \frac{v}{c} \ll 1$, 因而在所有的计算中, 除了在相位因子中考虑 β 的一次项外, 均忽略了相对论效应, 特别是在散射光强计算中忽略了 β 的一次项及其高阶项。这样的处理在低温等离子体情况下, 是足够精确的。但当电子温度更高时, 电子的相对论效应逐渐显著, 这时必须考虑该效应对散射谱的影响。不过, 在 $kT_e < 10 \text{ keV}$ 范围内, $\beta = \frac{v}{c}$ 仍较小, 因而在以下的讨论中, 对于散射光强, 我们仅考虑 β 的一阶项修正, 对于相位因子仅考虑 β 的一、二阶项修正, 而忽略更高阶的修正项。这样的处理, 可使计算大大地简化, 并可保证在 $kT_e < 10 \text{ keV}$ 范围内有较好的精度。

我们首先计算在考虑相对论修正情况下单电子的散射截面。根据相对论力学, 电子在入射电磁波的作用下的运动方程为:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{m_{e0} \mathbf{v}}{(1-\beta^2)^{1/2}} \right] = -e[\mathbf{E}_i + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_i], \quad (7.2.59)$$

其中 $\mathbf{E}_i = \mathbf{e}_0 E_0 \exp[j(\omega_0 t - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r})]$, $\mathbf{B}_i = \frac{1}{c} \mathbf{i} \times \mathbf{E}_i$, $\mathbf{i} = \frac{\mathbf{K}_0}{K_0}$ 。

由此可解得电子的加速度为

$$\dot{\mathbf{v}} = -\frac{e}{m_{e0}} (1-\beta^2)^{1/2} [\mathbf{e}_0 + \boldsymbol{\beta} \times (\mathbf{i} \times \mathbf{e}_0) - \boldsymbol{\beta}(\mathbf{e}_0 \cdot \boldsymbol{\beta})] E_0 \exp[j(\omega_0 t - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r})]。$$

该电子在远处 \mathbf{R} 点产生的散射波电场为

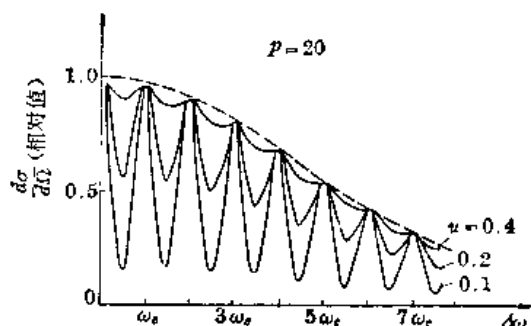


图 7.2.10 散射谱的电子回旋频率调制

$$\begin{aligned}
E_s(\mathbf{R}, t) = & -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 R c^3} \left[\frac{\mathbf{s} \times \{(\mathbf{s} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\mathbf{v}}\}}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{s})^3} \right]_r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_{e0} c^2 R} \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{(1 - \beta_s)^3} \\
& \times [(1 - \beta_i)(1 - \beta_s)\mathbf{e}_0 - \{(1 - \beta_i)\cos\eta + (\cos\theta - \beta_s)\beta_E\}\mathbf{s} \\
& + \beta_E(1 - \beta_s)\mathbf{i} + \{(1 - \beta_i)\cos\eta - (1 - \cos\theta)\beta_E\}\boldsymbol{\beta}]_r \\
& \times \exp[j(\omega_0 t' - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r}(t'))],
\end{aligned} \quad (7.2.60)$$

其中 $\mathbf{s} = \frac{\mathbf{R}}{R}$, $\beta_i = \mathbf{i} \cdot \boldsymbol{\beta}$, $\beta_s = \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\beta}$, $\beta_E = \mathbf{e}_0 \cdot \boldsymbol{\beta}$, $\cos\theta = \mathbf{i} \cdot \mathbf{s}$, $\cos\eta = \mathbf{s} \cdot \mathbf{e}_0$.

为了简单起见, 以下我们仅限于讨论 $\mathbf{s} \cdot \mathbf{e}_0 = 0$ (即 $\eta = \frac{\pi}{2}$) 的情况。并且, 在垂直于 \mathbf{s} 的平面内, 用一个偏振方向平行于 \mathbf{e}_0 的检偏器选择偏振的散射光, 则上式就简化为

$$E_s(\mathbf{R}, t) = \frac{r_0}{R} E_0 \frac{(1 - \beta_i)}{(1 - \beta_s)^3} \exp[j(\omega_0 t' - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r}(t'))] \mathbf{e}_0. \quad (7.2.60')$$

每个电子散射功率的微分截面为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_P = \frac{\bar{E}_s^2 R^2}{E_0^2} = r_0^2 \frac{(1 - \beta_i)^2}{(1 - \beta_s)^4}. \quad (7.2.61)$$

由(7.2.6)知, 散射频率 ω_s 与入射频率 ω_0 间有如下关系

$$\omega_s = \omega_0 \frac{1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{i}}{1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{s}} = \omega_0 \frac{(1 - \beta_i)}{(1 - \beta_s)},$$

将它代入(7.2.61)式, 即得

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_P \simeq r_0^2 \left(\frac{\omega_s}{\omega_0} \right)^2 \frac{1}{(1 - \beta_s)^2}. \quad (7.2.61')$$

然而, 在大多数实验中, 入射波是宽度为 τ_0 的脉冲, 测量的是散射脉冲的总能量。因为相位是相对论性不变量, 故散射脉冲宽度 τ_s 与 τ_0 的关系为

$$\omega_s \tau_s = \omega_0 \tau_0.$$

因此, 按接收的脉冲总能量定义, 每个电子的微分散射截面为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_J = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_P \frac{\tau_s}{\tau_0} = r_0^2 \left(\frac{\omega_s}{\omega_0} \right) \frac{1}{(1 - \beta_s)^2}. \quad (7.2.62)$$

在以上的计算中, 我们都假定散射电子在测定时间内都停留在散射体积内, 这相当于认为散射体积是无限大的。实际上, 入射波束的尺寸是有限的, 散射体积是有限的, 电子有可能在比 T 短的时间内穿过散射体积。因此, 在计算等离子体的散射截面时, 必须考虑电子的这种有限渡越时间效应修正, 对于按功率、脉冲能量定义, 的微分散射截面, 该修正为

$$\left. \begin{aligned}
\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{P_s} &= (1 - \beta_s) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{P_e} = r_0^2 \left(\frac{\omega_s}{\omega_0} \right)^2 (1 - \beta_s)^{-1}, \\
\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{J_s} &= (1 - \beta_i) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{J_e} = r_0^2 \left(\frac{\omega_s}{\omega_0} \right)^2 (1 - \beta_s)^{-1}.
\end{aligned} \right\} \quad (7.2.63)$$

此外, 在某些测量中, 测量的是散射光的光子通量, 或散射脉冲的光子数。若用下标 F 、 N 分别表示按所接收的光子通量和光子数定义的单电子散射截面, 则相应的截面与 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_P$ 、 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_J$ 有如下关系:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_P = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_F \frac{\omega_s}{\omega_0}, \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_J = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_N \frac{\omega_s}{\omega_0}. \quad (7.2.64)$$

总之, 按所测量的各种物理量定义, 的微分散射截面可用一般公式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left(\frac{\omega_s}{\omega_0} \right)^g (1 - \beta_s)^{-h} \quad (7.2.65)$$

表示, 其指数 g 、 h 值列于表 7.2.1 中。

表 7.2.1 各种情况下散射截面公式中指数 g 、 h 的数值

被 侧 器	P_∞	I_∞, F_∞	N_∞	F_f, J_f	F_f, N_f
g	2	1	0	2	1
h	2	2	2	1	1

现在我们来计算高温等离子体的散射截面。为简单起见, 我们只考虑非相干散射的情况, 并假定电子的速度分布是麦克斯韦分布:

$$f(\mathbf{v}) = \frac{1}{(\pi v_e^2)^{3/2}} \exp \left\{ - \left(\frac{v_k^2 + v_{k\perp}^2 + v_{k\parallel}^2}{v_e^2} \right) \right\}, \quad (7.2.66)$$

其中 v_k 、 $v_{k\perp}$ 、 $v_{k\parallel}$ 分别为 \mathbf{v} 在 \mathbf{K} 、 \mathbf{K}_\perp 、 \mathbf{K}_\parallel 方向上的分量, \mathbf{K}_\perp 在 \mathbf{s} 、 \mathbf{i} 平面内并与 \mathbf{K} 垂直, \mathbf{K}_\parallel 垂直于 \mathbf{s} 、 \mathbf{i} 平面。由于在频率 $\omega_s \sim \omega_s + d\omega_s$ 范围内的散射截面与等离子体中沿 \mathbf{K} 方向的速度分量在 $v_k \sim v_k + dv_k$ 范围内的电子数成正比, 故等离子体散射体积 V 中 N 个电子的总散射截面为

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s} = N \iiint dv_k dv_{k\perp} dv_{k\parallel} \frac{d\sigma(v_k, v_{k\perp}, v_{k\parallel})}{d\Omega} f(v_k, v_{k\perp}, v_{k\parallel}) \delta[\omega_s - (\omega_0 + K v_k)], \quad (7.2.67)$$

其中

$$K = \frac{1}{c} [\omega_s^2 + \omega_0^2 - 2\omega_0\omega_s \cos \theta]^{1/2}.$$

将(7.2.65)、(7.2.66)式代入上式, 并完成对 v_k 、 $v_{k\perp}$ 、 $v_{k\parallel}$ 的积分, 最后就可求得散射截面的频率分布为

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s} = \frac{Nr_0^2}{\sqrt{\pi} K_D v_e} \left[1 + \left(g + \frac{h}{2} - 1 \right) \frac{\omega}{\omega_0} \right] \exp \left\{ - \left(\frac{\omega}{K_D v_e} \right)^2 \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right) \right\}, \quad (7.2.68)$$

其中

$$\omega = \omega_s - \omega_0, \quad K_D = 2K_0 \sin \frac{\theta}{2}.$$

若用波长 λ_s 表示, 则有

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\lambda_s} &= \frac{Nr_0^2}{\sqrt{\pi} \lambda_0} \left(\frac{c}{2v_e \sin \frac{\theta}{2}} \right) \left[1 - \left(g + \frac{h}{2} + 1 \right) \frac{\lambda}{\lambda_0} \right] \\ &\times \exp \left[- \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_0} \right) \left(\frac{c}{2v_e \sin \frac{\theta}{2}} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (7.2.68')$$

其中 $\lambda = \lambda_s - \lambda_0$ 。由此可知, 由于高温等离子体的相对论效应, 使所得到的散射谱已不再是高斯型的谱了, 而且谱的峰值位置已不在入射波长 λ_0 处, 而是在入射波长 λ_0 的蓝侧与其相距为

$$\Delta\lambda_M = \lambda_M - \lambda_0 = -2 \left(g + \frac{h}{2} + 1 \right) \lambda_0 \left(\frac{v_e}{c \sin \frac{\theta}{2}} \right)^2 \quad (7.2.69)$$

的波长处, 如图 7.2.11 所示。图中两条虚线分别为 $kT_e = 1 \text{ keV}$ 、 4 keV 时按(7.2.68')式计算得到的散射谱分布曲线 ($\theta = \frac{\pi}{2}$, $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$), 而两条实线为不考虑相对论效应修正而由(7.2.40')式计算得到的高斯谱轮廓线。由图可以看到, 电子温度 kT_e 越高, 考虑相对论效应后的散射谱与高斯谱的偏离越严重。因此, 当 $kT_e > 1 \text{ keV}$ 时, 如果忽略相对论效应对散

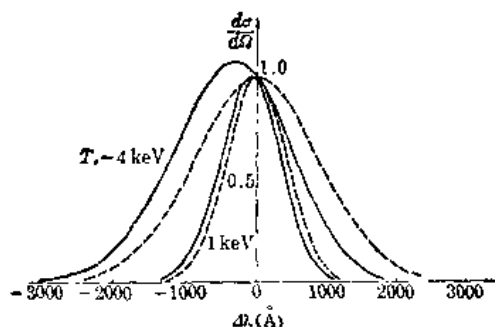


图 7.2.11 相对论效应对非相干散射谱的影响

射谱的影响,则由非相干散射谱测定的电子温度会产生较大的误差,其误差的大小与把实验点与预期的高斯谱比较时所用的方法有关。若按通常红宝石激光散射中的做法那样,从谱的蓝侧的半高宽测定电子温度,则会使所得到的电子温度偏高,在 $kT_e = 1 \text{ keV}$ 时,其误差可达 26%,而当 $kT_e = 2 \text{ keV}$ 时,误差可高达 39%。

因此,在高温等离子体中,利用非相干散射谱测定电子温度时,必须考虑相对论效应修正。上

述公式也提供了测定高温等离子体电子温度的方法。例如,利用(7.2.68')式,将实验点按 $\ln \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\lambda_s} \times \left(1 + \left(g + \frac{h}{2} + 1 \right) \frac{\lambda}{\lambda_0} \right) \right] - \left[\frac{\lambda}{\lambda_0} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_0} \right) \right]$ 函数关系画在半对数坐标上,由其直线的斜率就可求出电子温度。此外,也可测量散射谱的峰值波长位置,根据其峰值蓝移波长,由(7.2.69)式也可直接求出电子温度。

§ 7.2.5 其它效应对散射谱的影响

碰撞效应 在上述的散射理论中,都忽略了粒子间的碰撞效应。这只有在最大的碰撞频率(电子-电子碰撞频率)远小于谱的最小特征频率(离子声共振频率)的情况下,才是正确的。因为一般讲,只有当碰撞频率与散射谱的精细结构宽度同一量级时,碰撞效应对散射谱才有较显著的影响,但碰撞不影响总的散射强度。在有磁场的情况下,在某些高密度等离子体中,粒子的碰撞频率有可能接近或大于电子回旋频率,在这种情况下,粒子间的碰撞效应将使电子回旋调制谱线加宽,并从而使调制谱变得模糊,因此只有在低密度的高温等离子体中,才能观测到上述的电子回旋调制谱。在无磁场时,粒子间的碰撞可能对电子的等离子体振荡、离子声振荡的共振线有影响,因为共振线的宽度和形状都与振荡的阻尼率有关,从而与碰撞频率有关。当离子声共振频率比电子-电子和离子-离子碰撞频率小很多时,则碰撞效应将会使它们的共振线变窄,因为离子声振荡的阻尼随碰撞频率的增大而减弱;而电子等离子体振荡共振线则因碰撞的影响而加宽,因它与离子声振荡相反,其阻尼随碰撞频率增大而增强。不过,在大多数情况下,碰撞频率比共振线的自然宽度小,因而其影响是较小的。

中性粒子散射的影响 在上述的散射理论中,我们均假定等离子体是完全电离等离子体。在部分电离等离子体中,必须分别考虑带电粒子和原子或分子的散射。对于带电粒子部分的散射,如果电子、离子与中性粒子的碰撞频率比所研究的谱的精细结构宽度小,则前面讨论的散射理论仍适用。如果碰撞效应不可忽略,谱形将会变化。在 $\alpha \ll 1$ 的情况下,随着碰撞频率的增大,谱将变窄;在 $\alpha \gg 1$ 时,由于中性粒子的碰撞效应,会使离子谱的共振线消失,且使离子谱本身也变小,而使电子的共振线变宽;在有磁场时的电子回旋调制现象也会因之而消失。至于中性粒子部分的散射,在远离共振区,主要有瑞利散射,但当入射光为可见光时,对聚变研究用的主要气体来说,瑞利散射截面都比汤姆逊截面小。因而在许多情况下,瑞利散射是可忽略的。此外,当入射光频率与原子的某一特征线频率相同时,还会产生共振荧光散射,因为其截面很大,它对散射谱会产生严重影响。特别是在高密度等离子体中,由于碰撞展宽效应很显著,这种共振荧光散射现象更容易发生,在实验中必须加以注意。当然,也可以利用这种共振荧光散射现象来测定中性粒子密度,这将在第九章中介绍。

电子、离子间相对漂移速度对散射谱的影响 上面我们已讨论了高温等离子体的热运动对散射谱的影响。因为散射波的多普勒频移是由电子运动速度在散射差分波矢 \mathbf{K} 方向上的分量 $\mathbf{v} \cdot \mathbf{K}$ 决定的。可以想象, 当电子具有定向漂移速度时, 这种电子的定向漂移速度对散射谱必然会有影响。现在我们讨论一种最简单的情况, 假定电子、离子速度分布均为麦克斯韦分布, 但电子相对于离子的坐标系有一个定向漂移速度 \mathbf{u}_d , 即

$$f_{e0}(\mathbf{v}) = \frac{1}{(\pi v_e^2)^{3/2}} \exp \left[-\frac{|\mathbf{v} - \mathbf{u}_d|^2}{v_e^2} \right], \quad f_{i0}(\mathbf{v}) = \frac{1}{(\pi v_i^2)^{3/2}} \exp \left[-\left(\frac{\mathbf{v}}{v_i} \right)^2 \right]; \quad (7.2.70)$$

且假定定向漂移速度不很大, 不足以激发起漂移不稳定性, 则以上求解电子密度涨落谱函数时所用的线性化方法仍适用。类似地, 我们可以得到赛普脱近似条件下的动力学形状因子公式

$$S(\mathbf{K}, \omega) = 2\sqrt{\pi} \left| \frac{1}{1 + \alpha^2 W(x_e - y)} \right|^2 \frac{\exp[-(x_e - y)^2]}{K v_e} + 2\sqrt{\pi} Z \frac{\alpha^4 |W(-y)|^2}{|1 + \alpha^2 W(-y) + \alpha^2 \frac{Z T_e}{T_i} W(x_i)|^2} \frac{\exp(-x_i^2)}{K v_i}, \quad (7.2.71)$$

其中 $y = \frac{\mathbf{K} \cdot \mathbf{u}_d}{K v_e}$ 。由此可见, 电子成分除了发生相应于 $\mathbf{K} \cdot \mathbf{u}_d$ 的频移外, 谱形不变。当 $\alpha \ll 1$ 时, 上式可简化为

$$S(\mathbf{K}, \omega) \simeq \frac{2\sqrt{\pi}}{K v_e} \exp[-(x_e - y)^2], \quad \text{当 } \alpha \ll 1 \quad (7.2.72)$$

它仍是高斯型的谱, 其峰值频移为

$$\Delta\omega_M \simeq 2 \frac{u_{dk}}{c} \omega_0 \sin \frac{\theta}{2}, \quad u_{dk} = \frac{\mathbf{K} \cdot \mathbf{u}_d}{K}. \quad (7.2.73)$$

当 $\mathbf{K} \cdot \mathbf{u}_d = 0$ 时, (7.2.72) 式就变为无漂移时的非相干散射谱; 当 $\mathbf{K} \cdot \mathbf{u}_d \neq 0$ 时, 若 \mathbf{K} 和 \mathbf{u}_d 间的夹角已知, 则可利用 (7.2.73) 式测定电子的定向漂移速度。

从 (7.2.71) 式也可看到, 离子成分的散射谱由于存在电子漂移速度而会发生显著的变化。特别是在 $\alpha \gg 1$ 的情况下, 电子漂移使离子声共振峰显著地不对称。这是因为电子漂移对离子声波的贡献相当于附加一个朗道阻尼项, 当离子声波沿 \mathbf{K} 的相速度与 \mathbf{u}_d 同方向时, 它使波的朗道阻尼减弱, 从而共振线强度显著地增加; 而当离子声波沿 \mathbf{K} 的相速度与 \mathbf{u}_d 反向时, 它使波的朗道阻尼增强, 从而使共振峰显著地降低。一般, 离子谱的不对称程度随 $\frac{T_e}{T_i}$ 、 $y = \frac{\mathbf{K} \cdot \mathbf{u}_d}{K v_e}$ 值的增大而增强。

杂质对散射谱的影响 在上述讨论中, 我们都假定等离子体中仅包含电子和一种离子, 而忽略了其它杂质离子对散射谱的影响。若考虑在等离子体中, 除了含有主要的离子成分外, 还含有其它多种离子成分, 用类似的方法, 可以导出在电子、离子速度分布均为麦克斯韦分布时, 含有杂质的等离子体的形状因子公式为:

$$\left. \begin{aligned} S(\mathbf{K}, \omega) &= \frac{2\sqrt{\pi}}{K v_e} \left| 1 - \alpha^2 \frac{W(x_e)}{\Theta} \right|^2 \exp(-x_e^2) + 2\sqrt{\pi} \\ &\quad \times \left| \alpha^2 \frac{W(x_e)}{\Theta} \right|^2 \sum_{i \neq e} \frac{1}{K v_i} \frac{Z_i^2 N_i}{N_e} \exp(-x_i^2), \\ \Theta &= 1 + \alpha^2 W(x_e) + \sum_{i \neq e} \alpha^2 \frac{T_e}{T_i} \frac{Z_i^2 N_i}{N_e} W(x_i), \\ W(x) &= 1 - 2x \exp(-x^2) \int_0^x \exp(p^2) dp + j\sqrt{\pi} x \exp(-x^2), \end{aligned} \right\} \quad (7.2.74)$$

其中 $\sum_{i \neq e} \frac{T_e}{T_i} \frac{Z_i^2 N_i}{N_e} W(x_i)$ 、 $\sum_{i \neq e} \frac{1}{K v_i} \frac{Z_i^2 N_i}{N_e} \exp(-x_i^2)$ 是对所有离子成分求和的。由此可看到, 当 $\alpha \ll 1$ 时, 形状因子可近似地简化为

$$S(\mathbf{K}, \omega) \simeq \frac{2\sqrt{\pi}}{K v_e} \exp\left[-\left(\frac{\omega}{K v_e}\right)^2\right],$$

它仍与无杂质的等离子体的非相干散射谱相同, 这表明杂质对非相干散射谱基本上无影响。而当 $\alpha \geq 1$ 时, 谱的形状就比较复杂。由于 $\alpha \geq 1$ 的相干散射谱基本上反映了屏蔽离子的电子云随离子作集体运动的状态, 而且当等离子体中存在杂质离子时, 电子将优先积聚于带有较多电荷的杂质离子周围, 从而使散射谱的形状发生重大的变化。特别是在氢等离子体中, 即使含有非常少量的多重电离的重杂质, 对散射谱也会有显著的影响, 尤其是中心的离子谱的部分将增大很多, 且谱形也有很大变化, 但电子谱基本上不受很大影响。利用杂质的这种效应, 有可能通过激光散射测定等离子体的有效电荷数 $Z_{eff} = \sum_i Z_i^2 N_i / N_e$ 。

§ 7.3 激光散射诊断技术

§ 7.3.1 散射实验中的几个问题

一、激光光源($\lambda_0, \Delta\lambda_0$)和散射角的选择

在大多数情况下, 等离子体散射实验用的激光光源没有多少可供选择的余地。这是因为等离子体散射实验对光源的要求是比较苛刻的, 它要求作为散射实验用的激光器必须满足以下诸条件: (1) 为了使入射波在等离子体中是透明的, $\omega_0 > \omega_{pe}$; (2) 由于散射截面很小, 高温等离子体的密度较低, 要求激光器的输出功率或脉冲光能很高; (3) 光束的发散角要足够小, 以使光束的所有能量都集中在较小的体积内, 以达到较好的信噪比和空间分辨能力; (4) 必须有足够好的单色性, 即要求入射波线宽 $\Delta\lambda_0 \ll \Delta\lambda_{s1/2}$ (散射谱的半宽度); (5) 对于非相干散射实验, 要求 $\alpha = \frac{\lambda_0}{4\pi\lambda_D \sin \frac{\theta}{2}} \leq 0.1$, 而相干散射实验, 要求 $\alpha \geq 1$ 。但是, 能够同

时满足上述要求的激光器是不多的, 目前常用以及可用的激光器主要有红宝石、钕玻璃及其倍频、氩离子、CO₂ 等少数几种激光器, 此外, 目前还正在研制各种大功率的远红外激光器, 以满足等离子体相干散射实验的要求。

总之, 激光波长及散射角的选择主要取决于待测的等离子体参数(N_e, T_e, T_i 等)及其数值范围, 即取决于实验中所选用的散射参数

$$\alpha = 1.07 \times 10^{-15} \frac{\lambda_D [\text{\AA}]}{\sin \frac{\theta}{2}} \left(\frac{N_e [\text{m}^{-3}]}{kT_e [\text{eV}]} \right)^{1/2} \quad (7.3.1)$$

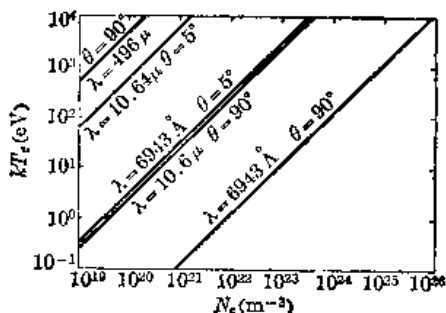


图 7.3.1 满足 $\alpha=1$ 条件的 kT_e, N_e 参数范围

的数值范围。由前述知, 若只需测定 kT_e, N_e , 则必须选择 $\alpha \ll 1$ 的条件; 若需要测定 kT_i 或等离子体的其它集体效应, 则必须选用 $\alpha > 1$ 的条件。图 7.3.1 画出了三种常用激光波长——6943 Å (红宝石激光器)、10.64 μm (CO₂ 激光器)、496 μm (CH₃F 激光器) 在散射角分别为 90°、5° 时, 满足 $\alpha=1$ 条件的 N_e, kT_e 值变化范围。这样, 图中每条直线的右下侧表示满足 $\alpha > 1$ 条件的 N_e, kT_e 值变化范围, 而直线的左上侧则

为与 $\alpha < 1$ 条件相对应的 N_e 、 kT_e 变化范围。激光器的波长越短, 散射角越大, 越容易在较宽的 N_e 、 kT_e 范围内满足 $\alpha < 1$ 条件; 而激光器的波长越长、散射角越小, 越容易在较宽的 N_e 、 kT_e 范围内满足 $\alpha \geq 1$ 的条件。一般讲, 对于给定的等离子体参数, 在满足散射实验要求的前提下, 尽可能采用波长在可见光区的激光器作光源, 这样容易得到大功率的激光器, 同时也便于选用探测效率较高的探测器。至于散射角, 在满足上述要求的前提下, 应尽量避免采用小角度散射, 因为小角度的前向散射实验中杂散光对散射谱的影响比较严重, 难以完全去除, 而且也难以将散射光和强的入射光分离开来; 此外, 小角散射时, α 值随 θ 角的变化很快, 且散射谱较窄, 使实验中的调整及谱的测量比较困难; 最后, 由于小角散射时, 入射光束和散射光束几乎平行, 交点不明确, 从而使其测量的空间分辨率较差。因而在非相干散射实验中, 普遍采用 90° 的散射角, 这时测量的空间分辨率最好(例如可达到 1mm 以下), 而且杂散光也最容易消除。

二、信噪比问题

由于散射截面很小, 散射光强一般是十分微弱的。再则, 高温等离子体本身却是十分强的光源, 它是作为本底噪声出现在探测器中的。因此, 信噪比问题是散射实验中十分重要的问题。对于一定的等离子体参数, 散射实验的信噪比要求, 决定了对散射光源所要求的最小功率或最小光能; 反之, 对于给定的光源功率, 信噪比的要求就决定了散射测量可达到的最高灵敏度。

散射实验中主要的噪声源有: (1) 量子统计噪声, 它是散射光子和等离子体本底辐射光子随机到达探测器所引起的信号涨落; (2) 探测器周围的局部热辐射噪声; (3) 探测器及其随后的电子线路中的噪声; (4) 等离子体的连续辐射本底的快速变化在探测器所产生的噪声信号。若入射波长较短 ($< 1\mu\text{m}$), 用光电倍增管作为探测器, 则噪声源(2)、(3)可以忽略; 此外, 若探测系统的开门时间宽度 $\tau_p \leq \tau_L$ (激光脉冲宽度), 且 τ_p 比等离子体辐射变化的特征时间常数短得多, 则在开门时间内可认为等离子体参数基本上是不变的, 若从探测系统中扣除等离子体辐射本底的平均值, 则噪声源(4)也可忽略。在这种情况下, 主要的噪声源是量子统计噪声。根据统计理论, 这时信噪比为

$$\frac{S}{N} = \frac{n_s}{\sqrt{n_s + 2n_p}}, \quad (7.3.2)$$

其中 n_s 、 n_p 分别为散射光子和等离子体本底辐射光子射在探测器上(例如, 光电倍增管的光阴极上)所产生的光电子数; n_p 前的因子 2 是由于考虑在扣除等离子体本底辐射的两次测量中包含了两次的本底辐射涨落的缘故。由上式可以看到, 当 $n_s \gg n_p$ 或 $n_s \ll n_p$ 时, 上式可简化为

$$\frac{S}{N} \simeq \begin{cases} \sqrt{n_s}; & \text{当 } n_s \gg n_p \\ \frac{\sqrt{n_s}}{\sqrt{2n_p/n_s}}. & \text{当 } n_s \ll n_p \end{cases} \quad (7.3.2')$$

现在我们以非相干散射为例, 进一步来计算这个信噪比 $\frac{S}{N}$ 。设散射谱被光谱仪等分为 β 道进行分析, 则由(7.2.42)式可求得每道内散射光子平均所产生的光电子数为

$$n_s = \frac{P_0}{hf_0} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_e N_e L \frac{TQ}{\beta} \Delta\Omega \tau_p = 5.03 \times 10^{14} P_0 \tau_p \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_e N_e L \lambda_0 TQ \Delta\Omega \beta^{-1}, \quad (7.3.3)$$

式中 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_e$ 为单电子的微分散射截面, 当入射光为非偏振光时, 它等于 $\frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta) \simeq$

$3.98 \times 10^{-30} (1 + \cos^2 \theta) [\text{m}^2]$; Q 、 T 分别为探测器的量子效率、光学系统的透射率; $\Delta\Omega$ 为散射光的接收立体角; λ_0 为入射波长, 单位为 \AA 。同时, 我们假定等离子体本底辐射主要是轫致辐射的贡献, 而忽略复合辐射及杂质线辐射的贡献, 则可求得:

$$n_p = \frac{U_\lambda D}{4\pi} \frac{\lambda_0}{hc} dL \Delta\lambda_s T Q \Delta\Omega \tau_g \beta^{-1}, \quad (7.3.4)$$

式中 $\frac{U_\lambda D}{4\pi}$ 为等离子体的轫致辐射的表面亮度, 略去其中的指数项, 并令冈特因子 $\bar{g} = 1$, 则它近似等于 $0.166 \times 10^{-34} \frac{Z_{\text{eff}} N_e^2 D}{\lambda_0^2 \sqrt{kT_e}} \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{\AA}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$, D 为光谱仪所观测的等离子体厚度; d 为激光束宽度; $\Delta\lambda_s$ 为散射谱的全宽度, 它近似为

$$\Delta\lambda_s \simeq 4\lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e c^2}} = 8 \times 10^{-3} \lambda_0 [\text{\AA}] \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{kT_e [\text{eV}]}. \quad (7.3.5)$$

则由 (7.3.3) ~ (7.3.5) 式可求得

$$\frac{n_p}{n_s} = \frac{\frac{U_\lambda D}{4\pi} dL \Delta\lambda_s}{P_0 r_0^2 (1 + \cos^2 \theta) N_e L} = 3.32 \times 10^{-8} \frac{Z_{\text{eff}} N_e D d \sin \frac{\theta}{2}}{P_0 \lambda_0 (1 + \cos^2 \theta)}; \quad (7.3.6)$$

$$n_s = 2 \times 10^{-15} P_0 \tau_g (1 + \cos^2 \theta) N_e L \lambda_0 T Q \Delta\Omega \beta^{-1}. \quad (7.3.7)$$

将 (7.3.6) 和 (7.3.7) 式代入 (7.3.2') 式中, 即可求得信噪比为

$$\frac{S}{N} = \begin{cases} [2 \times 10^{-15} P_0 \tau_g (1 + \cos^2 \theta) N_e L \lambda_0 T Q \Delta\Omega \beta^{-1}]^{\frac{1}{2}}, & \text{当 } n_s \gg n_p \\ 1.73 \times 10^{-4} P_0 \tau_g \lambda_0 (1 + \cos^2 \theta) \left[\frac{L T Q \Delta\Omega}{Z_{\text{eff}} D d \beta \tau_g \sin \frac{\theta}{2}} \right]^{1/2}, & \text{当 } n_s \ll n_p \end{cases} \quad (7.3.8)$$

如果 $\tau_g \simeq \tau_L$, 则由 (7.3.7) 式可以看到, 每道探测器所接收到的散射光电子数 n_s 与 $P_0 \tau_L = W_0$ (激光器脉冲输出总能量) 成正比。因此, 为了使 n_s 足够多, 要求激光脉冲具有足够大的能量。例如, 在典型的托卡马克等离子体散射实验条件下, $\lambda_0 = 6943 \text{\AA}$, $\theta = 90^\circ$, $N_e = 3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$, $L = 0.5 \text{m}$, $T = 0.1$, $Q = 0.04$, $\Delta\Omega = 3 \times 10^{-3}$, $\beta = 10$, 如果要求 $n_s = 10^2$, 则由 (7.3.7) 式可求得所需要的激光脉冲能量为 4 焦耳。所以, 一般在低密度等离子体散射实验中, 都要求激光器的输出脉冲具有较高的能量, 一般要求在 6~10 J 范围内, 而在高密度等离子体的散射实验中, 激光脉冲的能量就可以较低些。

同样, 由 (7.3.8) 式也可以看到, 在等离子体本底辐射的统计涨落噪声占优势的情况下, 信噪比 $\frac{S}{N}$ 与 $\frac{W_0}{\sqrt{\tau_L}}$ (当 $\tau_g \simeq \tau_L$ 时) 成正比, 因而为保证测量具有较高的信噪比, 不仅要求激光脉冲具有较高的能量, 而且还要求激光脉冲宽度越窄越好; 当然与此相应地, 也要求探测系统的频带宽度与 $\frac{1}{\tau_L}$ 相匹配。现在, 我们仍以典型的托卡马克散射实验条件为例, 说明需要有多大功率的激光器才能较好地完成激光散射实验。除了上述例举的数据外, 还设 $Z_{\text{eff}} = 10$, $d = 0.04 \text{m}$, $D = 0.5 \text{m}$, 激光器脉冲能量为 5 J, 如果要求信噪比为 50, 则由 (7.3.8) 式可求得所要求的激光脉冲功率至少为 90 MW。因而, 在非相干散射实验中, 最常用的激光器是 Q 开关红宝石激光器, 它的输出能量可达 5~10 J, 输出功率也可达几百 MW 以上, 利用它做散射光源, 可以获得大致满足要求的散射信号和信噪比。此外, 还可利用钕玻璃激光器 ($\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$), 其输出功率可大大超过红宝石激光器, 而且利用倍频技术 (倍频效率可达百分之几十), 可得到波长为 5300\AA 的高功率激光束, 一般的光阴极材料制成的光电倍增

管对该波长较灵敏,在散射谱的全轮廓范围,可以有较高的探测效率。不过,它的结构不如红宝石激光器简单。

从(7.3.8)式还可看到,当 $n_p \gg n_s$ 时,信噪比 $\frac{S}{N}$ 与激光束的直径 d 的平方根成反比,因而激光束聚焦得越细,对于减弱本底辐射噪声的影响、提高信噪比、提高空间分辨能力都是有利的。一般要求激光束的发散角在毫弧度量级,光束直径在几个毫米范围内。

从(7.3.6)式可看到,比值 n_p/n_s 与散射谱的宽度 $\Delta\lambda_s$ 成正比。对于非相干散射谱, $\Delta\lambda_s \propto \sin \frac{\theta}{2}$ 。而在 $n_p \gg n_s$ 时,信噪比 $\frac{S}{N}$ 与 $\left(\frac{n_p}{n_s}\right)^{1/2}$ 成反比,因而适当减少散射角 θ , 对于提高信噪比是有利的。当然,散射角 θ 不能太小,若太小(小角前向散射)则杂散光及原入射光的影响就十分严重,而且空间分辨能力也差。不过,为了达到 $\alpha > 1$ 的相干散射条件,有时也不得不采用小角度的前向散射。对于相干散射,离子成分的散射谱宽度比非相干散射谱宽度窄很多(约窄 $\sqrt{\frac{M_i}{m_e}}$ 倍),这时等离子体辐射噪声的影响就不那么严重了。

从(7.3.7)和(7.3.8)式我们还可看到,无论是从增加探测到的光电子数考虑,还是从提高信噪比着眼,都要求光谱仪有较高的集光本领、光学系统有较高的透射率以及探测器有较高的量子效率。因而,散射实验用的光谱仪都尽可能采用大面积的光栅。至于探测器的量子效率问题,对于红宝石激光散射实验,多用 S-20 光阴极材料制成的光电倍增管做探测器,它在 5700 \AA 处的量子效率约 10%,而在 7000 \AA 处就降到 2%。因而,在实验中它只能用于测量散射谱的短波侧,并且必须按波长对它进行效率的校正。近来发展了铯化镓光阴极,可以测到 9000 \AA , 在 7000 \AA 处的量子效率可达 25%,对于以红宝石激光器为光源的散射实验来说,它是很好的探测器。

最后,为了提高测量的信噪比,还可采用线偏振的激光束作为入射波,再用检偏器检出偏振的散射光进行谱分析。由于等离子体的本底辐射近于自然光,故这种情况下的信噪比为:

$$\frac{S}{N} = \frac{n_s \eta}{[(n_s + n_p) \eta]^{1/2}} = \frac{(n_s \eta)^{1/2}}{(1 + n_p/n_s)^{1/2}} \quad (7.3.9)$$

当 $n_p \gg n_s$ 时,上式变为

$$\frac{S}{N} \simeq \left(\frac{n_s \eta}{n_p/n_s} \right)^{1/2} \quad (7.3.9')$$

上式中 η 为检偏器的偏振面与散射光的偏振面重合时的透射率。由此可知,当 $\eta \simeq 1$ 时,信噪比可提高到近 $\sqrt{2}$ 倍。

三、散射强度的绝对标定

由(7.2.42)式可知,当 $\alpha \ll 1$ 时,在给定的散射立体角 $\Delta\Omega$ 内,积分的散射强度与散射体积中的等离子体密度 N_e 成正比。因而为了从 $\alpha \ll 1$ 的散射实验中测定电子密度,就必须对散射强度进行绝对标定,即除了必须精确地测定散射光通过光学系统的绝对强度外,还必须精确地测定散射体积和散射立体角。在近紫外到近红外的可见光范围内,可以利用标准光源按第五章所述的方法对光学系统进行绝对标定,但要精确地测定散射体积和散射立体角是比较困难的,而且这样分别标定的方法也是比较麻烦的。在散射实验中,常用一种比较简单的方法,即利用与瑞利散射强度相比较的方法进行相对测定,从而避免了各个参数分别标定的困难。这就是在散射条件都不变的情况下,在等离子体装置中充以中性气体分子,进行瑞利散射实验,测得积分的散射功率 P_R , 它可表示为:

$$P_R = N_R \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R V \Delta\Omega T Q \frac{P_0}{A}. \quad (7.3.10)$$

将它与等离子体散射实验所得到的积分散射功率

$$P_T = N_e \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_T V \Delta\Omega T Q \frac{P_0}{A}$$

相比较,就可得到

$$N_e = N_R \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_T} \cdot \frac{P_T}{P_R}. \quad (7.3.11)$$

因为瑞利散射截面与气体分子的极化率有关,即与折射率 μ 有关,它可表示为:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R = \frac{4\pi(\mu-1)^2}{N_{R0}^2 \lambda_0^4} (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \alpha), \quad (7.3.12)$$

式中 N_{R0} 为气体分子在标准状态下的密度。因为

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_T = r_0^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \alpha),$$

故

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_T / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R = \frac{\sigma_T}{\sigma_R} = \frac{r_0^2 N_{R0}^2 \lambda_0^4}{4\pi^2 (\mu-1)^2}, \quad (7.3.13)$$

它是可以精确计算的。表 7.3.1 列出了几种气体对 $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ 的入射光的瑞利散射截面与汤姆逊散射截面的比值 $\frac{\sigma_T}{\sigma_R}$ 。这样,只要测出了瑞利散射和汤姆逊散射的积分强度比,由(7.3.11)式就可求出电子密度 N_e 。因此,利用瑞利散射比较法,从 $\alpha \ll 1$ 的散射实验中测

表 7.3.1 几种常用气体瑞利散射截面与汤姆逊散射截面之比值 $\frac{\sigma_T}{\sigma_R}(\lambda_0 = 6943 \text{ \AA})^{[12]}$

气 体	N ₂	O ₂	H ₂	A	Ne	Xe	CO ₂	CH ₄	He	干空气	SF ₆
$\frac{\sigma_T}{\sigma_R}$	380	462	1769	427	7510	696	169	177	2750	401	65

定等离子体的电子密度是十分方便的,现在它已成为高温等离子体中电子密度测定的常规

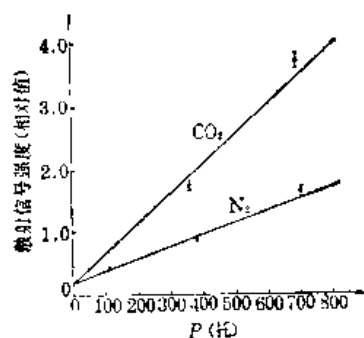


图 7.3.2 瑞利散射信号随 CO_2 、 N_2 的充气气压的变化

方法之一。此外,也常利用瑞利散射实验测定散射系统的杂散光水平。由(7.3.10)式可知,瑞利散射光强与气体分子密度 N_R 成正比,而 N_R 又与充气气压成正比,因而,若散射系统杂散光的水平为零,则当充气气压降为零时,其散射光强也应降为零。若这时的散射光强不降为零,则这时剩余的散射光强就代表系统杂散光的水平。如图 7.3.2 所示,它是在一个散射系统中测得的瑞利散射信号随 CO_2 、 N_2 气压的变化曲线,由图可以看到,当 CO_2 、 N_2 气压降为零时,其散射光强不为零,这个剩余的散射光强差不多等于 95 托时 N_2 的瑞利散射光强,由(7.3.11)式可计算得到,杂散光的水平相当于电子密度为 $N_e \approx 9 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 的汤姆逊散射强度,这样的杂散光水平,对低密度等离子体的散射实验来说是太强了。

在进行瑞利散射实验时,要注意一个问题。因为从表 7.3.1 可看出瑞利散射截面是比

汤姆逊散射截面小很多的,为了获得与汤姆逊散射可比较的信号,瑞利散射实验需要较高的充气气压(1托~1个大气压)。在这样的气压下容易带进一些尘埃,从而严重影响瑞利散射测量。因而在充气后,必须让系统静置一段时间,使尘埃沉淀。所需的沉淀时间随气体种类和气压而异,一般在几小时到几十小时之间。此外,还可由散射信号是否随充气气压而线性变化来检验所测的散射信号是否正确。

四、杂散光问题

由于等离子体的散射截面很小,散射光强与入射光强相差十分悬殊,因此入射光在各个窗口或光学元件上的反射、散射以及等离子体本身的折射等产生的杂散光,会对散射信号产生严重的干扰。在散射实验安排上,必须尽量减小杂散光的水平。在测量电子成分的散射谱时,由于散射谱比较宽,而杂散光基本上是集中在入射频率上,所以可以避开中心频率(原入射频率),而只测量散射谱两侧,也可以用滤光片吸收掉中心频率的杂散光,这样就可避免杂散光的影响。然而,也要注意由于光谱仪内的散射,也会形成杂散光,影响整个散射谱的各频段,不过其强度较弱,一般是可忽略的。至于在小角散射测离子成分的散射谱,以及瑞利散射实验中因散射谱都集中在中心频率附近频区而杂散光的影响会特别严重,因此必须设法减弱杂散光。

首先,应尽量减少光在入射和出射光路中各个部件及气体尘埃等的散射。这就要求光路上的所有光学元件应当是高质量的,没有划痕和缺陷,并保持干净,没有尘埃。此外,光路中也不应当有浮悬的尘埃。其次,当入射光穿过散射体积后,尽可能用光吞噬器将入射光完全吸收,例如,可在与入射窗和出射窗相对的位置上安装光吞噬器。常用的两种光吞噬器结构示意图如图 7.3.3a、b 所示,它们可以用玻璃或金属材料制作,在其内壁涂黑,光射入后经多次反射,就几乎被全吸收。此外,在光路中还可加入焦面光阑,以限制光束的发散角,并限制探测器所看到的等离子体体积和对面器壁的面积,使探测器所接收的杂散光减到最小。焦面光阑的透射孔必须做成燕尾式的孔,如图 7.3.3c 所示的燕尾式的焦面光阑,可减少光在其上的散射。

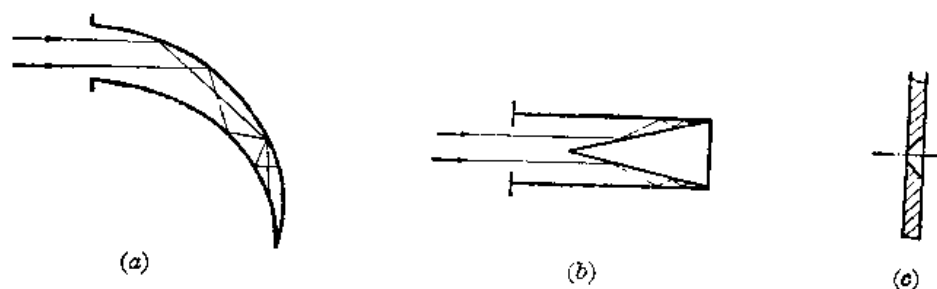
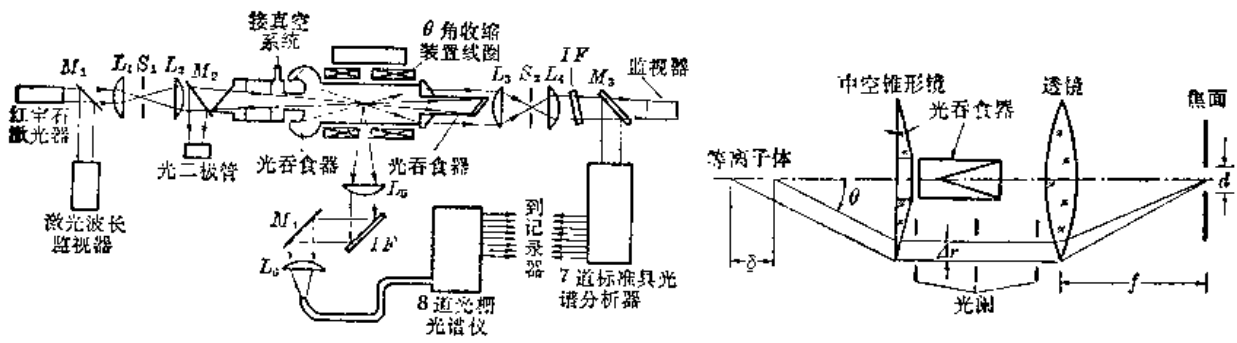


图 7.3.3

此外,长波长小角散射实验中的杂散光,可以利用外差探测的方法加以消除。这就是利用原入射激光束的杂散光作为本机振荡源,在探测器中将它与散射光相混频,产生差频信号。由于这个差频信号频率比较低(例如,对于 CO_2 激光波长 $10.6\mu\text{m}$, 当 $T_e=10\sim 1000\text{eV}$ 时,其差频为 $50\sim 800\text{MHz}$),可以利用一定频带的中频放大器加以放大,并可用常规的无线电电子学的方法进行频谱分析。在 CO_2 的前向散射实验中,已利用这种外差探测方法获得了较好的结果。

§ 7.3.2 散射实验举例及其改进方向

激光散射是目前测量等离子体电子温度和密度的空间分布的最精确可靠的方法,在很

(a) 一个 90° 和前向激光散射实验安排示意图

(b) 前向散射实验安排的细节

图 7.3.4

多等离子体实验装置上都使用这种方法测定电子密度和温度。

图 7.3.4a 是加拿大渥太华国家研究中心的一个角收缩装置上的散射实验装置。图中 L 为透镜, M 为反射镜或半反射镜, S 为窄缝, IF 为干涉滤光片。该散射实验的光源是红宝石激光器, 输出脉冲功率为 30 MW, 输出光束的光谱宽度为 0.1 \AA , 散射角采用 90° 和 5° 两种。

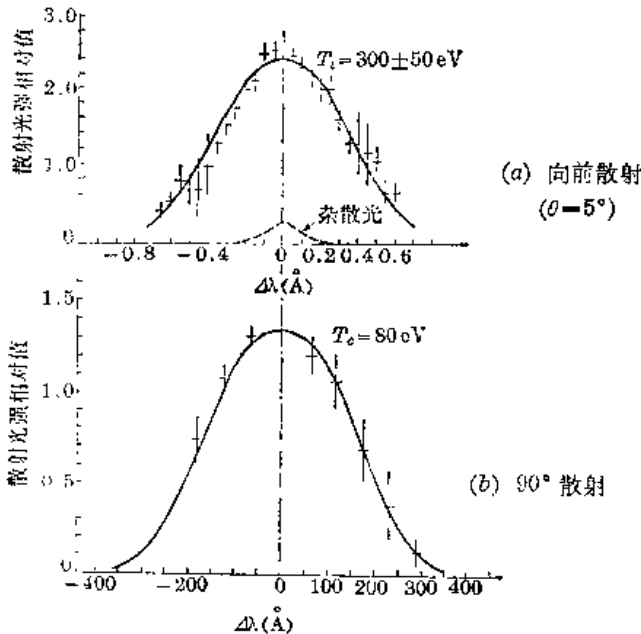


图 7.3.5 用图 7.3.4 的实验装置测得的两个散射谱

收集更多的散射光强。图中光栅光谱仪将散射光分为 8 道, 由光导纤维分别导至 8 个光电倍增管上, 进行测量和记录。

前向散射的实验安排要复杂些。前向散射实验的集光系统是本实验安排的主要特点, 如图 7.3.4b 所示。它是由中空的圆锥形透镜、聚焦透镜和焦面光阑所组成, 它可以收集散射角为 θ 的 2π 方位角内的散射光。入射光被等离子体散射后, 在 θ 方向的散射光通过锥形透镜后成为平行光束, 其条件是透镜的锥角 γ 与散射角 θ 之间符合下述关系:

$$\theta \simeq (n-1)\gamma, \quad (7.3.14)$$

式中 n 为棱镜的折射系数。平行光由光阑限制其宽度 Δr , 它决定了等离子体的散射长度 δ :

$$\delta = \Delta r \cotg \theta, \quad (7.3.15)$$

这些平行光由透镜聚焦到焦面上。如果焦面光阑直径为 d , 透镜焦距为 f , 那么散射角的范

围用 8 道光栅光谱仪测量 90° 散射谱(即电子成分的散射谱), 就可测定电子温度。而若用一个七道标准具光谱仪测 5° 散射谱(即离子成分的散射谱), 就可测定离子温度。图 7.3.5a、b 分别是用该实验装置测得的离子成分和电子成分散射谱的数据。由图可以看到, 它们都接近于高斯分布, 由它们的半高全宽度可求出电子、离子温度分别为 $T_e = 80 \text{ eV}$, $T_i = 300 \pm 50 \text{ eV}$ 。

这个实验中, 90° 散射的实验安排比较简单。由于电子成分的散射谱比较宽, 它对光谱仪的分辨率要求不高, 但是要求光谱仪的相对孔径尽量大些, 以便

围 $\Delta\theta$ 为

$$\Delta\theta = \frac{d}{f} \quad (7.3.16)$$

锥形镜和聚焦透镜中央是空的,其中可装光吞食器,以完全吸收入射光。由于离子成分的散射谱是很窄的,所以用七道法布里-珀罗干涉仪来分析该散射谱。

由图 7.3.1 可以看到,在高温低密度等离子体中,用红宝石激光器做散射实验的光源,难以达到 $\alpha > 1$ 的散射条件。因此,要测量低密度高温等离子体的离子温度,就必须采用长波长的激光器做光源。图 7.3.6 是利用 CO_2 激光器做低密度等离子体前向散射实验的一个例子。它和红宝石激光散射实验不同,是采用差拍方法测量散射谱。

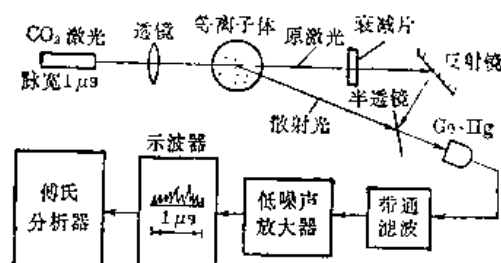


图 7.3.6 CO_2 激光前向散射实验

利用原入射激光束经过适当衰减后作本机振荡源,由半透镜引入具有平方律特性的探测器中,与散射光相混频,产生一个与它们的光强乘积的平方根成正比的差频信号,该信号经窄带滤波器选出、并经低噪声放大器放大后,再被送到傅里叶频谱分析仪上进行分析,其输出就是待测的散射谱。这种差拍探测方法同时解决了离子成分散射谱窄及杂散光不易消除的困难。但这种方法要求激光器具有高度的单色性和相干性,而且它可测的散射谱宽度受光探测器的频率响应极限(一般约 1GHz)限制。由 (7.2.45) 式可以算得,对于 CO_2 激光波长 $\lambda_0 = 10.6\text{ }\mu\text{m}$,当 $\theta = 10\text{ mrad}$, $T_e \approx 1\text{ keV}$ 时,其散射宽度约为 800 MHz ,已接近于探测器的频率响应极限了。因此,当 T_e 进一步提高时,就要用波长更长的激光器了。

非相干 ($\alpha \ll 1$) 的激光散射实验,虽然能够高度时间、空间分辨地测定等离子体电子温度、密度,并已成为测定这两种参数的常规方法。但是,由于受激光器和散射谱分析仪器的限制,一次实验一般只能获得一个时间、空间点的数据。若要得到全部时间、空间分布的数据,就需要进行许多次的放电,这样所得到的空间、时间分布的数据,也只是一系列放电的平均值,不能真实地反映每一次放电过程中 N_e 、 T_e 随时间、空间的变化。因此,为了更好地研究等离子体内部所发生的各种物理过程,必须进一步改进现有的非相干散射实验,使它能够在一次放电中同时测量不同空间点的数据,或者能够在放电期间连续地测量参数随时间的变化。

第一个问题的解决,原则上讲没有什么困难。用常规的方法,只要增加集光系统和多道光谱仪的数目,就能够在一次放电中测出单个激光束在等离子体中的全部长度上各点的 N_e 和 T_e 。但是,这势必使整个系统非常地庞大而昂贵,以至难以实现。现在已有两种方法试图解决这个问题。第一种方法,就是在法国 TFR 托卡马克装置上采用了一种简化的双道光谱仪,只测量散射谱的短波侧的两个波段上的散射强度,由它们的强度比来测定电子温度。这种简化的双道光谱仪结构简单,非常紧凑,而且价格低廉,适用于多空间点的测量。第二种方法,就是在美国的 PLT 托卡马克装置上,采用了大孔径角(相对孔径 $f/2$)透镜和非象散型的光谱仪的集光和分光系统,将不同空间点的散射光成象在一组光导纤维管的各个光导管上,然后又利用中继透镜将它们成象在非象散型光谱仪的弯曲状的入射狭缝的不同高度上,这个光谱仪能够分辨 20 个波道和 76 个空间点,其输出成象于微通道板象增强器上,最

后用摄像管记录。这样,就可以在—次放电中测定多空间点的等离子体参数。

至于如何通过非相干激光散射连续地测定电子温度和密度的问题,目前还没有得到满意的解决。已提出了几种方法,但都处在实验探索阶段。一种方法是采用多脉冲激光器(即能在适当的时间间隔内产生一系列的激光脉冲输出的激光器),这种方法由于受红宝石激光器的固有限制——脉冲泵浦方式和反转寿命的限制,它只能在一个反转循环期间内产生多脉冲,或者用周期重复泵浦且每次反转循环只引出一个脉冲的方式产生多脉冲。前者脉冲间隔小于1ms,后者脉冲间隔约为100ms。目前已有几个实验室能用红宝石激光器在一个泵浦周期内产生2~4个激光脉冲,每个脉冲能量约为几个焦耳,它只能用于研究时间尺度为毫秒范围的等离子体物理现象,而且这样产生的多脉冲激光,它们的脉冲能量和散角的相互差别比较大,现在还难以实际应用。另一种办法是采用许多个激光器,并用安装在能快速移动的台架上的一些镜子,使各个激光器输出的激光脉冲依次射入同一散射体积中,以实现多时间点的测量。这种方法虽然设备比较庞大,而且比较昂贵,但较可靠。若光路对中的问题能解决,对于下一代托卡马克等离子体的 T_e 连续测量还是有意义的。此外,还提出了利用连续的氙离子激光器来连续测定等离子体电子温度的可能性。若假定主要的噪声源是等离子体韧致辐射的统计涨落,并利用同步探测的方法以获得最大的信噪比,则信噪比为

$$\frac{S}{N} = \frac{n_s}{\left[n_p \times 2\Delta f \frac{(1-Q)}{Q} \right]^{1/2}}, \quad (7.3.17)$$

式中 Δf 是探测系统积分时间的倒数,其它符号意义同前。在典型的托卡马克等离子体条件下, $kT_e=1\text{keV}$, $N_e=10^{19}\text{m}^{-3}$, $\Delta\Omega=10^{-2}\text{sr}$, $L=0.01\text{m}$, $\lambda_0=5145\text{\AA}$, $Q=0.1$, $\Delta f=50\text{Hz}$, 利用(7.3.6)、(7.3.7)式和上式,可计算得到所需要的氙离子激光器功率为 $P_0>100\frac{S}{N}\text{W}$ 。

虽然曾有报导,氙离子激光器OW功率可达500W,但它仍处于实验阶段,一般连续功率只能达到10瓦量级,因而还不能用于连续地测定 T_e 的散射实验中。为了提高入射功率,已提出了利用一个反射镜系统,使光多次地通过等离子体的

办法来增强入射功率。如图7.3.7所示,它是由三个曲率半径相同的凹球面镜 A_1 、 A_2 、 B 所组成, B 的镜面半径为 r , A_1 、 A_2 的球心都在 B 上,相距为 $2a$ 。若直径为 d 的平行激光束从 B 镜的上端射入,可证明它在反射镜系统内反射的最大次数为 $2n \leq \frac{4r}{a}$,通过等离子体的光

强增强倍数为 $G = \frac{1-R^{2n}}{1-R}$, R 为镜面的反射率。例如,

当 $R=99.9\%$, $r=25\text{mm}$, $d=1\text{mm}$ 时,可得 $2n=100$, $G=94$,因而通过反射镜系统可使入射光强增强近两个量级。但由于反射光不是完全重复的,使散射测量中的空间分辨率会差些,不过对下一代的大装置来说,这个问题并不严重。已利用这种方法作了原理性的实验,实验表明,对于纯氢等离子体,如果可获得高功率($P_0>100\text{W}$)的连续激光器,有可能进行时间分辨为10ms的连续散射实验测量。

§ 7.3.3 亚毫米波和微波散射^[26~28]

从前述的讨论可知,可见光和近红外激光的波长远小于低密度、高温等离子体的德拜长度,它一般难以用于研究等离子体的集体效应。然而,在高温等离子体中,这类集体效应是特

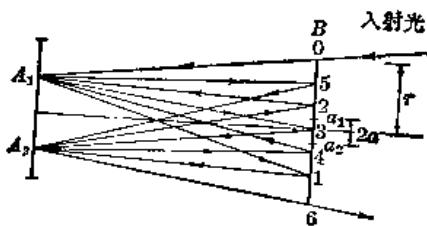


图 7.3.7 用以使入射光多次反射通过散射体积的反射镜系统

别重要。在热平衡等离子体中,集体效应与离子的热运动有关,研究它可以得到有关离子温度及等离子体密度等数据。此外,在非热平衡等离子体中,集体效应与等离子体的超热涨落有关,研究它可以得到等离子体波和涨落的波矢谱,并可估计相应的密度涨落幅度和阻尼机制,从而可以很好地研究与超热涨落有关的各种波动现象。为了通过散射实验研究等离子体的集体效应,散射参数 $\alpha = (\lambda_D K)^{-1} = \frac{\lambda_0}{4\pi\lambda_D \sin \frac{\theta}{2}}$ 必须大于 1, 或者所观测的涨落波长

$\lambda = \frac{\lambda_0}{2 \sin \frac{\theta}{2}}$ 必须大于等离子体德拜长度 λ_D 。对于高温、低密度等离子体,德拜长度约为几

十 μm 至 100 μm 量级,因而集体散射的最佳波长是在远红外波段。可见,在高温等离子体的实验研究中对亚毫米波的散射是特别感兴趣的。

在热平衡等离子体中,集体散射强度为

$$\frac{d^2 I_s}{d\Omega d\omega} = r_0^2 I_0 N_e l S(\mathbf{K}, \omega),$$

其中形状因子 $S(\mathbf{K}, \omega)$ 由 (7.2.43) 式给出。由于散射截面很小,散射强度是十分微弱的。例如,表 7.3.2 列出了几种典型的托卡马克参数和散射角条件下利用 CH_3F 激光器做集体散射实验时,散射谱的宽度和为了能观测到散射信号所要求的脉冲激光功率。由此可以看到,即使用了灵敏度最高的(即 NEP 最小的)探测器,所需要的激光功率也是十分大的,它已大大超出了目前远红外激光器所能达到的功率水平。因而,在目前尚缺乏功率足够大、窄带远红外激光器和灵敏度足够高、频带足够宽的远红外探测器情况下,低密度热平衡等离子体的相干散射实验尚未能实现。目前,世界各国有关的实验室正积极发展各种高功率、窄带的远红外激光器和高灵敏度(低 NEP 值)、宽频带的远红外探测器。现在已有两个红外散射系统准备用于托卡马克装置上进行实验,以测定托卡马克等离子体的离子温度和杂质离子密度。一个系统是利用光泵的 D_2O 远红外激光器($\lambda_0 = 385 \mu\text{m}$)做光源,利用肖特基二极管做探测器,散射角 $\theta \approx 30^\circ$; 另一个系统是利用混合型 CO_2 激光器($\lambda_0 = 10.6 \mu\text{m}$, $P_0 = 1 \text{ MW}$, $\tau_L \approx 3 \mu\text{s}$)做光源,利用 Sb 补偿的 GeOu 光导探测器($\text{NEP} \leq 2 \times 10^{-19} \text{ W Hz}^{-1}$, 带宽 100~1200 MHz)做探测器,散射角 1° , 可测的离子温度可达 1 keV。这两个系统都是利用差拍技术探测散射光,以消除杂散光的影响,这两个系统各自有其优缺点。 DO_2 激光散射系统的主要优点是: (1) 因为其散射角 $\theta \approx 30^\circ$ 和机械稳定性要求比较适中,因而杂散光的影响比 CO_2 激光散射系统小,而且空间分辨性能也较好; (2) 可以利用高灵敏的室温探测器——肖特基二极管来探测,而 CO_2 激光散射系统所用的探测器却需液氮冷却; (3) 由于散射角 θ 较大,因而系统用

表 7.3.2 热平衡托卡马克等离子体相干散射谱宽度和所需的激光脉冲功率

光 源	$T_e = T_i$	θ	α	$\frac{dI_s}{d\Omega}$ $\Delta\Omega = 10^{-4} \text{sr}$	谱 宽	探测器 NEP	$S/N=10$ 时所需的源功率
CH_3F 激光器 (496 μm)	1 keV	5°	18.4	$3.3 \times 10^{-23} \text{ W/Hz}$	200 MHz	Putley $5 \times 10^{-18} \text{ W/Hz}$	1.5 MW
同 上	5 keV	5°	8.2	$1.7 \times 10^{-23} \text{ W/Hz}$	300 MHz	肖特基二极管 10^{-17} W/Hz	5.9 MW
同 上	1 keV	20°	5.8	$1.2 \times 10^{-24} \text{ W/Hz}$	500 MHz	肖特基二极管 10^{-17} W/Hz	83 MW
同 上	5 keV	20°	2.4	$4.3 \times 10^{-26} \text{ W/Hz}$	800 MHz	肖特基二极管 10^{-17} W/Hz	230 MW

于研究等离子体的集体现象时可以有较好的波矢分辨能力。而 CO_2 散射系统也有若干重要的

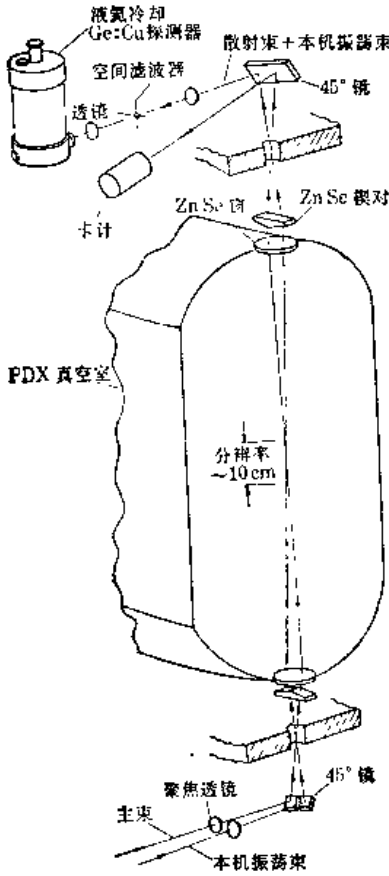


图 7.3.8 PDX 托卡马克 CO_2 激光散射系统光路示意图

优点：(1) 由于它是小角前向散射，它所要求的实验通道较小；(2) 现已有成品多脉冲 CO_2 激光器（重复频率 300 Hz，脉宽 $3 \mu\text{s}$ ），可以用来测定等离子体离子温度随时间的变化；(3) 在用于研究超热涨落的散射谱时，它可以研究较宽的波矢范围（但其分辨率较差）；(4) 其散射光波长远小于回旋辐射波长，不会对回旋测量造成干涉。图 7.3.8 是装在美国 PDX 托卡马克装置上的一个 CO_2 激光散射系统的光路示意图，从图可以看到，它利用两个 ZnSe 楔形棱镜，将用作本机振荡源的 CO_2 连续激光器（用光栅调谐的）输出的光束引入等离子体中，使其与主光束在散射体积中交叉，然后与所取散射光平行而重合地射入到光混合器上，这样可使其空间分辨本领有所改善。

在非热平衡等离子体中，会存在着某些强的波动过程，由这些波动过程所引起的电子密度涨落会大大地超过热涨落水平，这时必须考虑超热涨落对散射谱的影响。若等离子体中存在着由于强的波动过程所引起的等离子体涨落 $\tilde{n}_e \exp[j(\omega_w t - \mathbf{K}_w \cdot \mathbf{r})]$ （其中 ω_w 、 \mathbf{K}_w 分别为该波动过程的角频率和波矢， \tilde{n}_e 为密度涨落幅度），则可以证明，当波长为 λ_0 的入射波与等离子体波的波阵面成 ϕ 角入射，且满足类似于晶体衍射的布喇格条件

$$\lambda_0 = 2\lambda_w \sin \phi \quad (7.3.18)$$

时（其中 λ_w 为等离子体波波长），在其相应的反射方向上，即在散射角 $\theta = 2\phi$ 的方向上（如图 7.3.9 所示），将得到加强的相干散射光。其散射总功率为

$$P_s = \lambda_0^2 L^2 \sigma_T \tilde{n}_e^2 P_0, \quad (7.3.19)$$

式中 P_0 为入射功率， L 为散射体积长度， σ_T 是汤姆逊散射截面。这个散射功率集中在

$$\omega_s = \omega_0 \pm \omega_w \quad (7.3.20)$$

附近很窄的频带内（当散射差分波矢 $\mathbf{K} = \mathbf{K}_s - \mathbf{K}_0$ 与 \mathbf{K}_w 同向时，上式取“+”号，当它们反向时，它们取“-”号）。由 (7.3.19) 式可以看到，散射功率 P_s 与 L^2 成正比，这是超热散

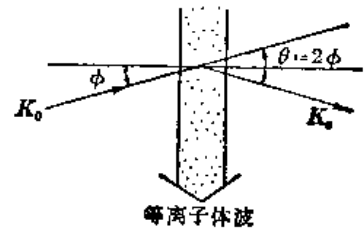


图 7.3.9 等离子体超热涨落对电磁波散射的增强方向

射与热散射的基本区别，这是因为在散射体积内等离子体波所引起的等离子体密度涨落在相位上是相同的，故整个散射体积内密度涨落对电磁波的散射都是相干的，从而散射功率 P_s 与散射体积内的总散射粒子数的平方成正比，即与 L^2 成正比；而对热涨落的散射来说，散射体积内的不同区域的相位是随机的，因而 P_s 与散射粒子数目的一次方成正比，即与 L 成正比。此外，由于超热涨落幅度比热涨落大很多，当入射功率相同时，超热涨落的相干散射功率将会比热涨落的相干散射功率高好几个数量级。例如当 $\tilde{n}_e \sim 10^{15} \text{m}^{-3}$ 、 $N_e \sim 10^{19} \text{m}^{-3}$ 时，超热散射功率将比热散射功率增强 $10^8 \sim 10^9$ 倍。因而，在目前远红外激光器功率较低的

情况下,仍有可能利用它进行相干散射实验,以研究低密度等离子体的各种波动过程。其次,由(7.3.19)式还可看到, P_s 与 λ_0^2 成正比,因而适当地利用长波长的辐射源做散射光源是有利的,但 λ_0 的选择要受(7.3.18)式的条件

$$\sin \phi = \frac{\lambda_0}{2\lambda_w} \leq 1$$

和观测相干散射的条件 $K\lambda_D = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin \phi \lambda_D \leq 1$ 的限制。综合上述两个条件,可以求得

$$4\pi\lambda_D \sin \phi \leq \lambda_0 \leq 2\lambda_w,$$

这就是选择散射光源的波长时所必须满足的条件。同时,考虑到电磁波在等离子体中传播而不被截止的要求, λ_0 还必须满足 $\lambda_0 \ll \lambda_{pe}$ 的条件。由此可以看到,为了研究比较宽的等离子体波的波长范围,可以采用波长 λ_0 较短的辐射源作为散射光源,其可用的最小波长由可探测的最小散射角 $\theta = 2\phi$ 决定;在装置的最大散射角 $\theta_M = 2\phi_M$ 受空间限制的情况下,利用较短的波长,可以观测波长范围较宽的等离子体波,而且可测的等离子体密度也较高,这是其优点。但是当 λ_0 较小时,必须采用较小的散射角,这使得其沿激光束入射方向的空间分辨能力较差;而且,它所测量的涨落波矢 K 的分辨率近似等于 $\frac{\pi}{d}$ (d 为光束直径),因而如果所用的直径太小,波矢的分辨性能就太差了。可见,用短波长的激光束难以同时满足波矢分辨和空间分辨两者的要求。如果利用长波长的远红外激光器(甚至是毫米波段微波束),由于它可以采用较大的散射角,因而可以使测量的空间分辨和波矢分辨得到很大的改善;其主要缺点是可测的涨落波长范围较窄。此外,长波散射可用的密度范围较小,当密度较高时,折射、反射效应就较严重。目前常用于相干散射实验的激光器是混合型 CO_2 激光器(由于它的功率较高,而且在这个波长上可以得到快速、灵敏的探测器);其次,最近也有用 CO_2 激光器作为光泵的远红外激光器做散射光源。图 7.3.10 是美国 ATC 和 Aleator 托卡马克装置上所用的 CO_2 激光相干散射实验安排示意图。 CO_2 激光器输出光束经分束后分成两束:一束是主光束 I 通过等离子体,一束是作本机振荡源用的光束 LO 。由于散射角较小,因而为了使入射主光束 I 和所需要的散射束 S 分离开来,出射束要经过较长的光程,它们经反射镜反射后就分离出散射束 S 来,它射入探测器 (GeOu 光导探测器) 上进行光外差。当入射光束通过等离子体中心时,它可以探测波矢为 K_\perp 或 K_\parallel (它们分别为在角向和环向传播的等离子体波的波矢) 的涨落,而当入射束通过等离子体边缘时,它可以探测波矢为 K_r (它为径向传播的等离子体波的波矢) 或 K_θ 和 K_ϕ 的涨落。为了更好地分辨波矢谱,要求入射光束在等离子体中的直径 d 大于所研究的涨落波长。

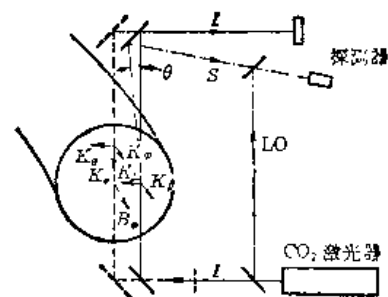


图 7.3.10 CO_2 激光相干散射实验安排示意图

毫米波段的微波散射,也是研究低密度、高温等离子体的集体效应的重要诊断手段。与远红外激光散射类似,由于毫米波段微波源功率比较低,而且也非常昂贵,因而微波散射实验也难以用于研究热平衡等离子体的集体效应。微波散射实验也必定依赖于散射的一些增强因素才能实现,因而它也是主要用于研究各种非热平衡的情况,如电子等离子体波不稳定性、离子声不稳定性及湍流等。在微波散射实验中,除了存在前述的超热涨落的散射增强

因素外,还有一种散射增强因素,这就是当平面偏振的微波在有磁场的等离子体中沿着与磁场相垂直的方向作为异常波传播,并且当入射的微波频率等于等离子体的上混合共振频率

$$\omega_{uh} = [\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2]^{1/2} \quad (7.3.21)$$

时,将会发生共振散射,在

$$\mathbf{K}_s = \mathbf{K}_0 + \mathbf{K}_\omega \quad (7.3.22)$$

的散射方向上和

$$\omega_s = \omega_0 \pm \omega_\omega \quad (7.3.23)$$

附近很窄的频带内,将会得到大大增强了的散射功率。图 7.3.11 是这类共振散射的原理性

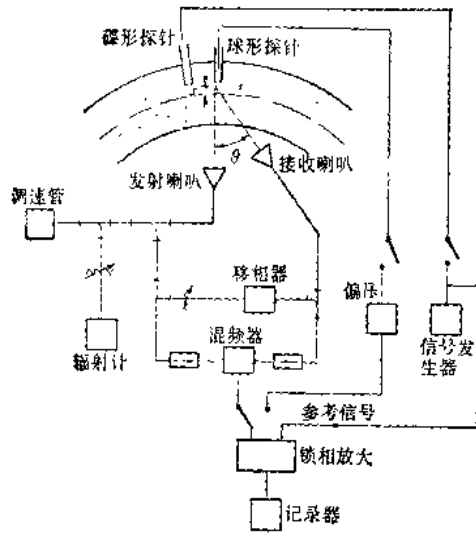


图 7.3.11 上混合频率共振散射
原理性实验安排

实验安排。在环形装置中用高频电磁场产生非均匀的磁等离子体,其密度为 $N_e \sim 3 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$; 约束磁场沿大环方向,且其强度沿大环半径方向由里向外逐渐减弱。等离子体中插入两个静电探针,一个是碟形探针,它与信号发生器相接,用以激发沿磁场方向传播的等离子体波(其频率为 $f_w = 110 \text{ kHz}$); 一个是球形探针,用来探测电子密度涨落的空间分布。调速管产生功率为 40 mW 、频率为 17.52 GHz 的微波,由发射天线沿着大半径方向射入等离子体。一个可动的喇叭天线用以接收散射信号,并用外差接收机和锁相放大器系统加以检测。实验表明,当入射频率超过上混合共振频率时,在任何散射方向上都观测不到散射信号;而当入射频率达到共振频率时,接收天线转到 $\theta = 35^\circ$ 角方向上

时,系统就探测到最大的散射功率。这与根据(7.3.22)式估计的共振散射角 $\theta = 40^\circ$ 相当一致(这里, $\mathbf{K}_\omega = 2\pi f_w \sqrt{\frac{M_i}{kT_e}} \mathbf{b}$, \mathbf{b} 为磁场方向单位矢量, M_i 为离子质量, T_e 为电子温度;在该实验中 $kT_e = 3.6 \text{ eV}$, $f_w = 110 \text{ kHz}$, $f_0 = 17.52 \text{ GHz}$)。在这个实验中,测到的最大散射功率达 $1.22 \times 10^{-6} \text{ mW}$,很显然,它比汤姆逊散射功率大好几个数量级,因而很容易测量。虽然理论计算表明,共振散射功率的增强因子(比非共振散射的情况)是电子温度的函数,它是随 kT_e 的升高而降低,但当 $kT_e = 1 \sim 2 \text{ keV}$ 时,增强因子仍可达 10^4 量级;而且,在托卡马克装置中,很容易达到上混合共振条件,因而共振散射看来是一种测定局部超热密度涨落的很有前途的诊断方法。

§ 7.4 激光探针测磁场

利用激光探针测定等离子体内部磁场,主要有两种方法:(1)利用平面偏振波在磁化等离子体中沿磁场方向传播时的法拉第旋转效应;(2)利用磁化等离子体中电子回旋运动对散射谱的调制现象。现分别介绍如下。

§ 7.4.1 利用法拉第旋转效应测磁场^[37~43]

前一章已经指出,当一束平面偏振波通过具有磁场 \mathbf{B} 的等离子体时,若波的角频率 ω

比电子的等离子体频率 ω_{pe} 和电子回旋频率 ω_{ce} 都大很多, 且波矢 \mathbf{K} 平行于等离子体中的磁场方向时, 则等离子体就与无吸收的旋光介质相类似, 它会使在其中传播的电磁波的偏振面发生旋转, 这就是著名的法拉第旋转效应。这是因为根据等离子体的色散关系, 在等离子体中沿磁场方向 \mathbf{B} 传播的平面偏振波, 在空间中每一点都可以分解为两个特征波——两个振幅相等、频率相同而旋转方向相反的圆偏振波(称为左旋、右旋波), 它们在等离子体中具有不同的折射率。当 $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \ll 1$ 、 $\frac{\omega_{ce}}{\omega} \ll 1$ 时, 由(6.2.27)式可求得左、右旋波的折射率为

$$n_{l,r} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \left(1 \mp \frac{\omega_{ce}}{\omega} \right). \quad (7.4.1)$$

这说明左、右旋波在等离子体中沿 \mathbf{B} 方向传播时, 具有不同的相速度。当它们在等离子体中通过 l 距离后, 就会产生相位差

$$\phi = \int_0^l \frac{\omega}{c} (n_l - n_r) dz, \quad (7.4.2)$$

因而它们合成的平面偏振波的偏振面相对于入射波的偏振面旋转了 $\psi = \frac{\phi}{2}$ 角。将(7.4.1)式, 及 $\omega_{pe}^2 = \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}$, $\omega_{ce} = \frac{eB}{m}$, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ 代入(7.4.2)式, 并整理之, 最后就得到法拉第旋转角 ψ 的公式为:

$$\psi = \frac{e^3}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 m_e^2} \lambda^2 \int_0^l B(z) N_e(z) dz = 2.62 \times 10^{-33} \lambda^2 [\text{\AA}] \int_0^l B(z) N_e(z) dz. \quad (7.4.3)$$

由此可以看到, 利用法拉第效应测量磁场的-一个主要缺点是: 它是测量磁场的积分效应, 即法拉第旋转角 ψ 与磁场强度和电子密度乘积沿光程的积分 $\int_0^l B(z) N_e(z) dz$ 成正比, 因此, 即使 $N_e(z)$ 的分布函数是已知的, 也要假定磁场的分布函数 $B(z)$, 才能从法拉第旋转角的测量求出磁场强度。尽管这样, 在某些情况下仍可利用它来测定等离子体的磁场分布, 例如在角向收缩装置中, 磁场和电子密度沿轴向基本上是均匀分布的, $B(z)$ 、 $N_e(z)$ 可以用矩形分布函数近似表示, 这样只要测出了转角 φ , 并且 N_e 是已知的(或已用其它方法测出), 就可由上式求出沿光程的平均磁场, 测量距中心轴不同距离处的磁场, 就可测得磁场强度在横截面上的分布。

由上式也可看到, 法拉第旋转角与入射波长的平方成正比, 因此为了得到大的转角以便于测量, 希望利用波长较长的入射波, 但可用的最大波长受 $\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \ll 1$, $\frac{\omega_{ce}}{\omega} \ll 1$ 条件的限制; 而且随着波长的增长, 等离子体的折射效应也愈加严重, 会影响测量精度。因此, 入射波的波长要兼顾各种因素加以适当选择。一般讲, 在-高密度等离子体中, 要用可见光或近红外波长的电磁波进行法拉第效应测量, 只有在低密度等离子体中, 才能用毫米或亚毫米波进行法拉第效应测量。

图7.4.1是在角收缩装置上测量法拉第旋转角的一种实验安排。由(7.4.3)式可以估计, 在典型的角收缩等离子体条件下, $N_e \sim 10^{23} \text{m}^{-3}$, $B \sim 10 \text{T}$, $l \sim 0.2 \text{m}$, 若

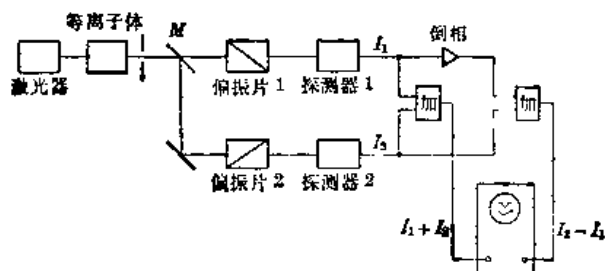


图7.4.1 角收缩装置上测量法拉第旋转角的实验安排

采用 He-Ne 激光器为光源, $\lambda_0 = 6328 \text{ \AA}$, 则其转角 $\psi \sim 1^\circ$ 。因此, 旋转角是很小的, 可用图示的差分法来记录信号。平面偏振的激光束沿平行于轴方向通过等离子体后, 被半透镜 M 分为强度相等的两束光, 分别通过偏振片 1、2, 这两个偏振片的偏振面是互相垂直的, 然后再由探测器 1、2 测量, 其输出信号 I_1 、 I_2 经过相加和相减后, 分别送到示波器上显示、记录, 或者再经过除法器后显示 $\frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1}$ 的波形。现在我们分析一下 $\frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1}$ 与旋转角 φ 的关系。设原入射偏振光的偏振方向与偏振片 1 的偏振面的夹角为 θ_0 , 则它与偏振片 2 的偏振面的夹角为 $(\frac{\pi}{2} - \theta_0)$ 。设激光器输出的激光强度为 I_0 , 则在无等离子体时两探测器输出的光强信号分别为

$$I_{10} = \frac{I_0}{2} \cos^2 \theta_0, \quad I_{20} = \frac{I_0}{2} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} - \theta_0 \right) = \frac{I_0}{2} \sin^2 \theta_0;$$

它们之和为

$$I_{10} + I_{20} = \frac{I_0}{2}.$$

当有等离子体时, 出射的激光束的偏振面因法拉第效应而发生附加的旋转, 它转过 ψ 角(一般 $\psi \ll 1$), 于是两探测器输出的光强信号分别为

$$I_1 = \frac{I_0}{2} \cos^2 (\theta_0 + \psi) \simeq I_{10} - \psi \frac{I_0}{2} \sin 2\theta_0, \quad I_2 = \frac{I_0}{2} \sin^2 (\theta_0 + \psi) \simeq I_{20} + \psi \frac{I_0}{2} \sin 2\theta_0;$$

它们的和、差信号为

$$I_1 + I_2 = I_{10} + I_{20} = \frac{I_0}{2}, \quad I_2 - I_1 = I_0 \psi \sin 2\theta_0,$$

故

$$\frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1} = 2\psi \sin 2\theta_0.$$

因原入射光与偏振片 1 的偏振面的夹角 θ_0 是已知的(为使信号尽可能大, 一般在实验中均调节偏振片的偏振面, 使 $\theta_0 = \frac{\pi}{4}$), 则根据上式, 由 $\frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1}$ 的波形就可以求出旋转角 ψ 随时间的变化。因角收缩装置中, N_e 、 B 沿轴向基本上是近于矩形分布的, 故只要 N_e 已用其它方法测出, 由此测量就可求得平均磁场 B 随时间的变化。并且, 只要改变探测系统的光轴在横截面上的位置, 通过逐次测量, 就可测得角收缩装置中轴向磁场的空间(沿横截面)分布。

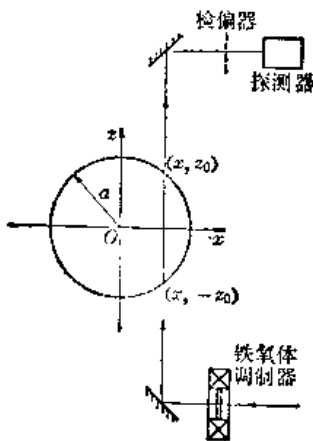


图 7.4.2 托卡马克装置上测量法拉第旋转效应的实验安排

此外, 利用法拉第效应还可测定托卡马克等离子体角向磁场的分布。可以证明, 若一束偏振方向平行或垂直于纵向磁场的平面偏振波, 沿着垂直于纵磁场的方向在托卡马克等离子体中传播, 且其频率 ω 远远大于电子的等离子体振荡频率 ω_{pe} 和电子回旋频率 ω_{ce} , 即 $\omega^2 \gg \omega_{pe}^2$ 和 $\omega \gg \omega_{ce}$ 时, 则等离子体对该电磁波的总效应, 近似表现为角向磁场在平行于波传播方向上的分量所产生的纯法拉第旋转效应。因而满足上述条件的电磁波, 沿着某一横截面上距中心为 x 处的垂直弦线通过托卡马克

等离子体时(如图 7.4.2 所示), 它的偏振面则要旋转一个角度 ψ :

$$\psi = 2.62 \times 10^{-33} \lambda_0^2 [\text{\AA}] \int_{-z_0}^{z_0} B_{\theta}(x, z) N_e(x, z) dz. \quad (7.4.4)$$

由于在托卡马克等离子体中,角向磁场 B_θ 和电子密度 N_e 在小截面内都是中心对称分布的,且

$$B_{\theta 1}(x, z) = \frac{x}{r} B_\theta(r), \quad r = \sqrt{x^2 + z^2};$$

故(7.4.5)式可改写为

$$\begin{aligned} \psi &= 2.62 \times 10^{-33} \lambda_0^2 [\text{\AA}] \int_{-z_0}^{z_0} \frac{x}{r} B_\theta(r) N_e(r) dz = 2.62 \times 10^{-33} \lambda_0^2 [\text{\AA}] \\ &\times \int_{-\sqrt{a^2 - x^2}}^{\sqrt{a^2 - x^2}} \frac{x}{\sqrt{r^2 - x^2}} B_\theta(r) N_e(r) dr, \end{aligned} \quad (7.4.5)$$

式中 a 为等离子体的小截面半径。因而,只要测量了不同弦线上的法拉第旋转角 $\psi(x)$, 由阿贝尔变换就可求得 $B_\theta(r) N_e(r)$ 。如果电子密度分布已用其它方法测定,则由此就可测得角向磁场的分布 $B_\theta(r)$, 并由此可求得等离子体电流密度分布 $j_\theta(r)$:

$$j_\theta(r) = \frac{1}{\mu_0 r} \frac{\partial}{\partial r} [r B_\theta(r)], \quad (7.4.6)$$

这是研究托卡马克等离子体的磁流体稳定性、趋肤效应、反常电阻等特性的十分重要的参数。

由(7.4.5)式同样可看到,旋转角 φ 与 λ^2 成正比,为使转角 φ 尽可能大,以便于探测,希望使用波长较长的电磁波做探针,但受条件 $\omega^2 \gg \omega_{Fe}^2$ 和 $\omega \gg \omega_{ce}$ 以及横向电子密度梯度所引起的折射效应的限制,波长也不宜太长。在托卡马克等离子体参数范围,可用做探针的最佳波长在亚毫米波段。在偏振测量中,多采用正交检偏振法,因它对转角的变化比较灵敏,但由于法拉第转角较小(最大约为几度),测量较困难,因而采用偏振调制方法测量这个小的法拉第旋转角,就可以大大地提高测量的灵敏度。其实验安排如图 7.4.2 所示,激光束经一偏振器后,产生一偏振方向与 B_θ 平行的线偏振光束,经过一个铁氧体调制器(它由空芯线圈和尖晶石铁氧体圆盘组成,铁氧体放在线圈中间,线圈在高频振荡电流驱动下产生交变磁场),使光束的偏振面产生振荡式转动: $\psi_m \sin \omega_m t$ (ψ_m 为振荡振幅, ω_m 为振荡频率)。然后,光束在垂直于 B_θ 的方向上射入等离子体,等离子体中角向磁场在光束方向上的分量的法拉第效应,使光束的偏振面产生附加的旋转角 ψ_p 。出射光束经过一检偏器 A (偏振面方向与光束的初始偏振方向相垂直)后,射入探测器 D , 则探测器所接收的辐射功率为

$$P = P_0 \eta \sin^2(\psi_p + \psi_m \sin \omega_m t),$$

式中 P_0 为入射功率, η 为考虑光程上的所有损失后的透射因子。当 $\psi_p, \psi_m \ll 1$ 时,上式可简化为:

$$P \simeq P_0 \eta (\psi_p + \psi_m \sin \omega_m t)^2 = P_0 \eta \left(\psi_p^2 + \frac{1}{2} \psi_m^2 + 2\psi_p \psi_m \sin \omega_m t - \frac{1}{2} \psi_m^2 \cos^2 \omega_m t \right).$$

在探测器所接收的辐射功率中,包含有调制频率的振荡项,其振幅为

$$P \omega_m = 2 P_0 \eta \psi_p \psi_m \quad (7.4.7)$$

它是用锁相放大器同步探测的,其可测的最小旋转角主要由信噪比 S/N 决定,若令 $S/N=1$, 则由此可求得可测的最小旋转角为

$$(\psi_p)_{\min} = \frac{NEP}{2\sqrt{2\tau} P_0 \eta \psi_m}, \quad (7.4.8)$$

其中 NEP 为探测器每单位带宽的等效噪声功率, τ 为锁相放大器的时间常数。由此可见,为提高系统测量旋转角的灵敏度,希望提高激光器的输入功率,减少光束在光程上的损失,

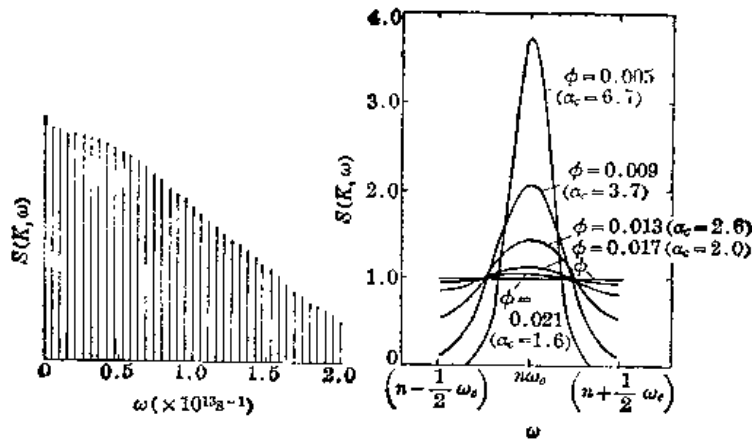
适当地增大调制幅度 ψ_m , 并使用 NEP 小的探测器。

§ 7.4.2 激光散射测磁场^[44~51]

由第二节的散射理论, 我们知道, 当 $\alpha = (K\lambda_D)^{-1} \ll 1$ 时, 磁化等离子体的散射谱有如下形状因子:

$$S(K, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{Kv_e \cos \theta_B} \exp \left[- \left(\frac{Kv_e \sin \theta_B}{\sqrt{2} \omega_{ce}} \right)^2 \right] \\ \times \sum_{l=-\infty}^{\infty} I_l \left(\frac{K^2 v_e^2 \sin^2 \theta_B}{2\omega_{ce}^2} \right) \exp \left[- \left(\frac{\omega - l\omega_{ce}}{Kv_e \cos \theta_B} \right)^2 \right].$$

它是由一系列间隔为 ω_{ce} 、宽度为 $2Kv_e \cos \theta_B$ 的高斯峰所组成, 这些高斯峰被限制在宽度为 $2Kv_e \sin \theta_B$ 的高斯包络线内, 峰的数目大约为 $\frac{2Kv_e \sin \theta_B}{\omega_{ce}}$ 。如前所述, 为能观测到这种以电子回旋频率调制的散射谱, 必须满足 $P = \frac{K^2 v_e^2 \sin^2 \theta_B}{2\omega_{ce}^2} \gg 1$ 及 $u = \left(\frac{Kv_e \cos \theta_B}{\omega_{ce}} \right) \ll 1$ 的条件。在中等磁场强度条件下, 只有在 $\theta_B \rightarrow \frac{\pi}{2}$ 时, 才能明显地观测到调制的散射谱, 如图 7.4.3 所示。图 7.4.3a 是当 $\phi = \left| \frac{\pi}{2} - \theta_B \right| = 0$, $kT_e = 1 \text{ keV}$, $\alpha \ll 1$ 时的散射谱, 它是在电子成分的高斯谱中分裂为相距为 ω_{ce} 的一系列细的谱线; 而图 7.4.3b 是其中一根线谱的轮廓随 $\phi = \left| \frac{\pi}{2} - \theta_B \right|$ 角变化的情况。由此可见, 谱形随 ϕ 的变化是十分灵敏的, 当 $\phi \sim 1^\circ$ 时, 这种调制现象就不很明显了, 又有当 $\phi = 0$ 时, 才能观测到谱线最尖锐的调制谱。



(a) 电子回旋频率调制的散射谱 (b) 谱线形状与 $\phi = \left| \frac{\pi}{2} - \theta_B \right|$ 角的关系

图 7.4.3

利用电子回旋调制的散射谱的这种特点, 可以测定等离子体中总磁场的大小及方向。当等离子体中总磁场的方向是已知时 (例如, 在角向收缩装置中, 磁场方向是平行于中心轴的), 可以安排散射实验, 使 $\phi = 0$ (即 $K \perp B$), 由测得的调制的散射谱的谱线间距 ω_{ce} , 可测得散射体积内磁场 B 的大小。此外, 若磁场方向是未知的, 通过散射实验可以确定调制谱出现最尖锐调制线谱的散射方向, 由此可求得总磁场 B 的方向。若 B 是由两个分磁场合成的, 且其中一个分量的大小和方向是已知的, 则由总磁场方向就可求得另一个分量的大小。现在我们以托卡马克等离子体为例来说明如何通过散射实验精确地测定总磁场方向。我们知道, 在托卡马克等离子体中, 除了有沿大环方向的纵磁场 B_z 外, 还有等离子体电流产生的角

向磁场 B_0 , 它们的合成磁场 B 为环绕真空室的螺旋磁场。 B_0 是已知的, 如果能测出总磁场 B 的方向 (即 B 与 B_0 的夹角 ϕ_p), 就可以求出 B_θ 。图 7.4.4 画出了测定 B 方向的散射实验安排的几何关系。若取 B_0 为 x 轴, B_θ 为 y 轴, 并取 K_0 在 z 轴上, 则当 $B_\theta=0$ 时, B 在 x 轴上, 故出现最尖锐的调制线的散射方向是位于 yz 平面上。若散射角为 90° , 则调制谱线最尖锐的散射方向就位于 y 轴上。当 $B_\theta \neq 0$ 时, B 与 x 轴夹角为 ϕ_p , 这时调制谱线最尖锐的散射方向不再位于 y 轴上, 而是在 y' 轴上, 它与 y 轴的夹角 ϕ_s 就等于 B 与 x 轴 (即 B_0) 的夹角 ϕ_p 。因此, 原则上讲, 在上述的散射几何条件下, 只要在实验上测定了出现最尖锐的调制谱线的散射方向 y' 轴与 y 轴的夹角 ϕ_s , 就求出了总磁场 B 与 B_0 的夹角 ϕ_p 。但实验上实现这样的测量却是比较困难的, 因为托卡马克等离子体的电子密度较低, 若用红宝石激光器做散射光源, 并用常规的方法测量散射谱, 由于每个调制峰的光子数很少, 很难分辨出单个调制峰。例如, 在典型的托卡马克参数条件下, $N_e=2 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$, $T_e=900 \text{eV}$, $B=2.5 \text{T}$, 若用红宝石激光器做光源, 脉冲能量为 10J , 散射角 $\theta=90^\circ$, 则可计算出整个散射谱可测的光电子数约为 360 个, 而调制峰近似为 100 个, 因此每个调制峰平均可测的光电子数只有 3 个, 这是很难分辨的。为了解决这个困难, 必须设法使各个调制峰有效地迭加起来, 以减少光量子统计误差的影响, 以便能精确地辨认出调制谱出现最尖锐调制的散射方向。在实验上, 可以利用一个法布里-珀罗干涉仪来实现各个调制峰的多重迭加。我们知道, 当一束频率范围比较宽的光以固定的角度 α 入射到 F-P 干涉仪上时, 在其输出透镜的焦平面上将得到一个亮的干涉环, 亮环上的光频率要满足以下极大值条件:

$$m = \frac{2h \cos \alpha}{\lambda}, \quad (7.4.9)$$

其中 m 为干涉级数, h 为干涉仪反射面间的光学厚度。亮环上两个相邻干涉级的频率间隔为

$$\Delta\omega_F = \frac{\pi c}{h \cos \alpha}, \quad (7.4.10)$$

它也称为干涉仪的光谱范围。因而该亮环上重迭有频率为 $\omega_0 \pm l\Delta\omega_F$ ($l=0, 1, 2, \dots$) 的光。利用 F-P 干涉仪的这一特点, 我们可以使用一个 F-P 干涉仪收集散射光, 使入射的激光频率 ω_0 满足极值条件 (7.4.9) 式, 并使其光谱范围 $\Delta\omega_F = \omega_{ce}$, 这样就可以通过 F-P 干涉仪把调制的散射谱的所有调制峰都有效地迭加起来。为了避免多重迭加时谐波错位, 要求 $\Delta\omega_F$ 必须与 ω_{ce} 精确地匹配, 这就要求必须精确地知道测量点的磁场强度 (要求误差小于 1%),

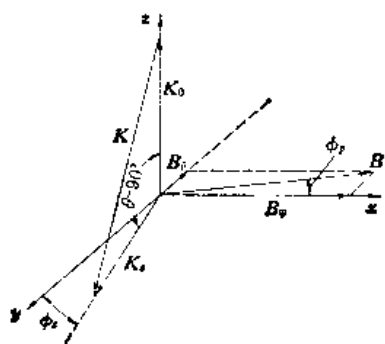


图 7.4.4 测定托卡马克等离子体中 B 方向的散射实验安排的几何关系

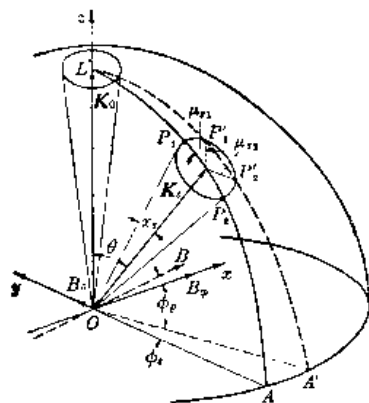


图 7.4.5 测磁场方向的散射实验的几何安排

这个要求只有在托卡马克等离子体中才能被满足。这是因为在托卡马克中,一般 $B_\phi \gg B_\theta$, 如 $\frac{B_\theta}{B_\phi} < 0.1$, 因而总磁场 $B \simeq B_\phi \left(1 + \frac{1}{2} \frac{B_\theta^2}{B_\phi^2}\right)$, 用 B_ϕ 值近似,其误差不大于 1%。

具体的散射实验安排如图 7.4.5 所示,固定坐标系的取向与图 7.4.4 相同,使由 F-P 干涉仪等组成的集光系统的光轴 OS 位于 yz 平面内,并与入射光轴(z 轴)成 θ 角。此外,使 F-P 干涉仪只收集以 OS 为轴、锥顶角为 α_s 的锥面上的散射光,并使在该锥面上的波长为入射波长($\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$)的光满足 F-P 干涉仪的极大值条件(7.4.9)式。这样,当 $B_\theta = 0$ 时,出现最尖锐的调制谱的散射方向就位于 LOA 平面(即 yz 平面)内,故该平面与散射光锥面相交的两条锥线方向上的散射光通过 F-P 干涉仪后,在其焦面上将形成两个加亮的点象,即亮斑 P_1 、 P_2 。当 $B_\theta \neq 0$ 时,若 \mathbf{B} 与 \mathbf{B}_ϕ 的夹角为 ϕ_θ , 则出现最尖锐调制的散射方向将位于 LOA' 平面内,它与 LOA 平面的夹角为 $\phi_s = \phi_\theta$ 。这样,只要散射光锥顶角 α_s 足够大,它仍可以与 LOA' 平面相交,其交线 OP'_1 、 OP'_2 方向上的光在 F-P 干涉仪焦面上就形成加亮的点象 P'_1 、 P'_2 。亮斑由 $B_\theta = 0$ 时的 P_1 、 P_2 点移动到 $B_\theta \neq 0$ 时的 P'_1 、 P'_2 点,它们所移动的方位角 μ_{s1} 、 μ_{s2} 与出现最尖锐调制谱的散射平面 LOA 绕 z 轴转过的角度 ϕ_s 相对应。可以证明,若集光系统能保持锥顶角 α_s 不变,则由亮斑移动的方位角 μ_s 就可求出散射平面转过的角度 ϕ_s :

$$\phi_s = \text{tg}^{-1} \left[\frac{\sin \mu_s}{\cos \theta (\cos \mu_s + \text{tg} \theta \text{ctg} \alpha_s)} \right]. \quad (7.4.11)$$

它就是总磁场 \mathbf{B} 与 \mathbf{B}_ϕ 的夹角 ϕ_θ 。在英国的 DITE 托卡马克装置上,已用这种方法成功地测定了磁场螺旋角 ϕ_θ 的径向分布,并由此导出了角向场的分布 $B_\theta(r)$ 。

§ 7.5 激光干涉诊断技术^[53~55]

激光辐射是一种十分优良的相干光,由于它单色性好,相干长度长,且光强强,发散角小,故它是一种非常理想的相干光源。随着激光技术的发展,已有各种不同波长的激光器可用作干涉仪的光源。激光干涉技术的发展,为高温等离子体的干涉诊断技术的发展提供了崭新的前景。

§ 7.5.1 远红外激光干涉仪

利用干涉技术测量等离子体电子密度的经典方法是所谓双光(波)束干涉法。它是测量等离子体所引起的探测光束的相移

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^l (1-n) dz, \quad (7.5.1)$$

式中 λ_0 为入射光束的波长, n 为等离子体折射率, l 为探测光束在等离子体中的光程长。由前一章的讨论可知,当平面偏振的寻常波,沿着与磁场垂直的方向在等离子体中传播,或者入射波的频率 ω 远大于等离子体的特征频率,即当 $\omega > \omega_{pe}$, $\omega \gg \omega_{ce}$, ν (ω_{pe} 、 ω_{ce} 、 ν 分别为电子等离子体频率、电子回旋频率和碰撞频率)时,等离子体折射率可近似地表示为

$$n = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \simeq \left(1 - \frac{N_e}{N_c}\right)^{1/2} = (1 - 8.96 \times 10^{-36} \lambda_0^2 [\text{\AA}] N_e)^{1/2}, \quad (7.5.2)$$

其中

$$N_c = 1.115 \times 10^{35} \lambda_0^{-2} [\text{\AA}] \quad (7.5.3)$$

是波长为 λ_0 的电磁波在等离子体中传播的临界电子密度。由此可以看到,用于干涉测量的电磁波波长必须与被测的等离子体参数——等离子体密度 N_e 和尺寸相适应。其波长 λ_0 必

须足够长, 以使其能产生可测的相移量; 但其波长又必须是足够短, 以使其在等离子体中传播时不截止。此外, 再考虑横向电子密度梯度所引起的折射效应的影响, 对于给定的入射波长 λ_0 , 干涉测量可测的电子密度范围一般是

$$N_e \lesssim \frac{1}{3} N_c = 3.72 \times 10^{34} \lambda_0^2 [\text{\AA}] = 3.72 \times 10^{20} \lambda_0^2 [\mu\text{m}].$$

因此, 微波干涉仪只能用于测定低密度等离子体的电子密度 ($N_e \lesssim 10^{19} \text{m}^{-3}$)。随着高温等离子体装置向着高密度运行状态发展, 就有必要发展利用亚毫米波的干涉仪, 以适应测定中等密度 ($10^{19} < N_e < 10^{21} \text{m}^{-3}$) 等离子体电子密度的需要。

和微波干涉仪相类似, 亚毫米波干涉仪的干涉信号也适宜于用外差方法检测。为了便于用外差方法线性地探测电磁波束通过等离子体时所产生的相移, 必须用适当的方法产生频移 (相对于入射频率 f_0) 的参考信号。在毫米波段所用的调频技术, 在这里已不适用了。在亚毫米波段可以有几种方法产生频移参考信号。其中有一种方法就是利用圆柱形旋转光栅产生多普勒频移。如图 7.5.1 所示, 圆柱形光栅是个闪耀式光栅, 其光栅刻槽平行于转轴; 光栅的闪耀角为 α , 槽面间的垂直距离为 $\frac{\lambda}{2}$, 光栅常数为 d , 圆柱半径为 R 。当光栅旋转时, 垂直于槽面入射的光束将依次在槽面上反射, 并按原光路返回。反射槽面运动速度沿光束方向的分量为

$$v = 2\pi R n \sin \alpha,$$

其中 n 为圆柱光栅的转速。它使到达探测器的反射光束产生双重的多普勒频移, 其总频移为

$$\left. \begin{aligned} \Delta f &= 2f_0 \frac{2\pi R n \sin \alpha}{c} = \frac{2\pi R n \sin \alpha}{\lambda/2} = \frac{2\pi R}{d} n; \\ \omega_m &= 2\pi \Delta f = 2\pi N n, \end{aligned} \right\} \quad (7.5.4)$$

式中 $N = \frac{2\pi R}{d}$ 为光栅的总条纹数。由此可见, 对于给定的光栅, 只要改变光栅的转速 n , 就可以方便地改变频移数值 ω_m 。用这种方法组成的干涉仪如图 7.5.2 所示, 激光器输出的光束先经半反射镜 M_1 分为两束, 一束经凹面镜 M_2 反射后, 射入光栅, 产生频移了的反射光束, 它经 M_2 、 M_3 反射后在半反射镜 M_4 上再分为两路, 分别射到探测器 D_1 、 D_2 上。另一束光是未经频移的, 它经 M_1 半反射镜分光后, 一路不经过等离子体, 另一路经过等离子体, 它们也分别射到探测器 D_1 、 D_2 上, 在其上分别与经频移的两路参考光束混频。则在 D_1 、 D_2 的输出中分别产生 $x \propto \cos \omega_m t$ 和 $y \propto \cos(\omega_m + \Delta\phi)$ 的差拍信号, 将这两个差拍信号相比较,

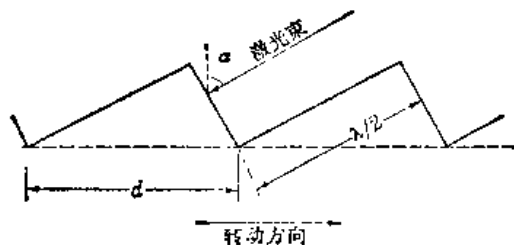


图 7.5.1 圆柱形闪耀光栅的刻槽形状

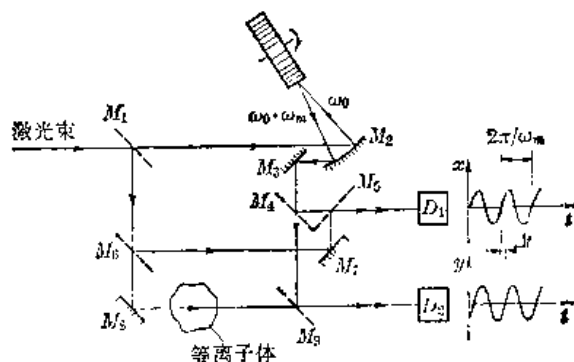


图 7.5.2 用旋转光栅产生频移参考信号的亚毫米激光干涉仪

由它们的相角差就可求出等离子体所产生的相移 $\Delta\phi$ 。在每个差拍信号周期 $T_m = \frac{2\pi}{\omega_m}$ 内,只要 $\Delta\phi$ 小于 2π , 用一个频率比差拍信号频率大几个数量级(如三个数量级)的电子钟来测量 x 和 y 的过零时间差 Δt , 则相移 $\Delta\phi$ 就可从时间间隔 Δt 方便地测出, 即 $\Delta\phi = \omega_m \Delta t$ 。显然, 用这种方法测得的 $\Delta\phi$ 与 x 、 y 的信号幅度涨落无关, 这是其一大优点。这种干涉仪的时间分辨率等于差拍信号的周期, 一般在 $100 \sim 2 \mu s$ 范围内可调。对于慢过程等离子体而言, 这样的分辨时间是足够了。 $\Delta\phi$ 的测量灵敏度约在 10^{-2} 条纹量级, 它由探测器的噪声、旋转光栅的旋转稳定性、刻槽表面的质量等因素决定。上述产生频移信号的方法是通过一个机械转动部件来实现的, 光栅旋转速度不均匀及微小的振动对差拍频率的稳定性都有很大影响, 这是其主要缺点。

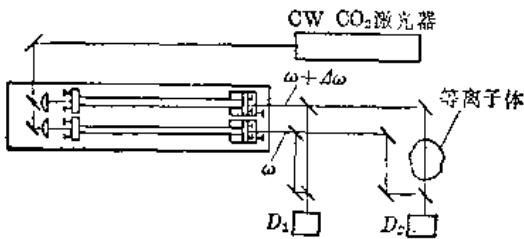


图 7.5.3 用双激光器产生差拍信号的亚毫米波干涉仪

为克服上述缺点, 可以采用双激光器调制式的干涉仪。它是利用 CO_2 激光器泵浦的两个波导型气体分子激光器, 产生两个频差等于所需的差拍频率的激光束, 分别做为探测光束和参考光束。这种激光器与气体放电型激光器相比, 有许多优点, 它们的频率稳定性十分好, 而且不受杂散磁场的影响。图 7.5.3 是采用这种

种双激光器方法所组成的干涉仪的示意图。用 CO_2 激光器连续泵浦的两个 CH_3OH (甲醇) 激光器放在花岗岩基座上。激光器是由内径为 12 mm, 腔长 ~ 1 m 的石英波导管所组成; 它们的输出耦合器装在一个可移动的台架上, 由差动螺纹微调装置驱动, 以便能够精密地调节腔长, 从而精密地调谐激光器的输出频率。它们的输出频率差 Δf 由它们的腔长差 Δl 决定:

$$\frac{\Delta f}{\Delta l} = \frac{f_0}{l}, \quad \frac{\omega_m}{\Delta l} = \frac{\omega_0}{l},$$

式中 f_0 为其中一个波导激光器的输出频率, l 为其谐振腔长。对于 1 m 长的 CH_3OH 激光器, 其频率约为 2.5×10^{12} Hz, 则 $\frac{\Delta f}{\Delta l} = 2.5 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}^{-1}$, 因而频差可以很容易而精密地调节。

这样, 两个激光器的输出频率分别为 ω_0 和 $\omega_0 + \omega_m$, 它们分别用作探测光束和参考光束。其后的光路及相位差 $\Delta\phi$ 的探测方法与上述系统类似。该系统测量相移 $\Delta\phi$ 的灵敏度为 10^{-2} 量级, 主要由探测器和放大器等电子学系统的低频白噪声决定。这种方法产生的差拍频率主要由两激光器的腔长差决定, 只要两个激光器稳固地放在具有防震措施的基座上, 其差拍频率可以相当稳定。

由上述两个系统可以看到, 外差探测方式的干涉仪的一个共同特点, 就是必须用适当的方法产生可探测的差拍信号, 而且系统的分辨时间基本上由差拍信号的周期决定。产生差拍信号的方法很多, 除了上述的两种方法外, 也可利用电光晶体、转镜、旋转棱镜等方法产生频移, 它们所产生的频移一般都在几百 kHz 到几个 MHz 范围内。为了研究快过程等离子体, 就需要产生频率高达几十 MHz 的差拍信号, 以便足够快地跟踪等离子体密度的快速变化。这时可以利用布喇格盒产生几十 MHz 频移的信号。声光布喇格盒产生频移的基本原理是利用超声介质对入射定向光束的衍射作用。图 7.5.4 画

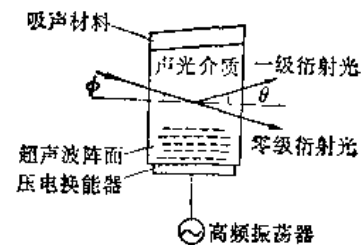


图 7.5.4 声光布喇格盒工作原理图

出了声光布喇格盒的原理图。在一定频率的高频电磁场作用下,以压电材料(石英等)制成的超声波换能器所产生的强超声波场,耦合到声光介质(熔融石英、玻璃、水等)中。在超声波场作用下,声光介质的密度(从而也是折射率)在空间、时间上发生周期性起伏,从而对入射光束产生衍射效应。当平行的入射光束以与超声波波面成一定的角度 θ 入射到声光介质中时,且 θ 角满足布喇格条件

$$\sin \theta = \frac{\lambda_0}{2\lambda_a}$$

时(式中 λ_0 、 λ_a 分别为入射光的波长和超声波波长),则除了沿原入射方向行进的原频率的零级衍射光外,在相应的布喇格反射角方向上还会出现一级衍射光,该一级衍射光的频率相对于原入射频率 f_0 移动了一个频率 f_a ,即 $f=f_0+f_a$ (f_a 为超声波频率)。这样,入射激光束通过声光布喇格盒后,就产生空间上分离的、具有一定频差的两束光。利用这两束光分别作为探测光束和参考光束,进行双光束干涉的外差探测,就可以得到相移随时间变化的数据。不过这时由于差拍频率比较高,相应地也要求探测器的时间响应比较快。

§ 7.5.2 马赫-珍德(Mach-Zehnder)干涉仪^[58~59]

如前所述,远红外激光干涉仪只能用于测量中等密度($10^{19} \leq N_e \leq 10^{21} \text{m}^{-3}$)等离子体的电子密度。对于高密度等离子体($N_e > 10^{22} \text{m}^{-3}$),必须用可见光和近红外波段的激光器作光源的干涉仪,进行密度测量。在可见光和近红外区,最广泛用于等离子体诊断的双光束干涉仪是马赫-珍德干涉仪。这是因为它具有干涉条纹可以任意地定域的独特优点。这样,就可以按我们的要求,把干涉条纹定域于等离子体的平面,可以将干涉条纹和等离子体以及等离子体内设置的某些目标一起拍摄下来。此外,其探测束只通过等离子体一次,并且探测臂和参考臂在空间上可以分开比较大的距离,便于安装和使用。图 7.5.5 是马赫-珍德干涉仪实验安排的示意图。激光光源发出的相干光,首先经过望远镜 L_1 ,以扩展其光斑面积,使其能充满等离子体的整个截面,并且能更进一步减小光束的发散角。然后在平行平面玻璃 M_1 的半反射面上分成两束,一束作为探测光束,经过待测的等离子体;另一束作为参考光束,经过补偿器(图中未画出,作光程补偿用)。它们经反射镜 M_2 、 M_3 反射后,在另一块与 M_1 全同的平行平面玻璃 M_4 的半反射面上重新会合,尔后被透镜 L_2 聚焦成像到象平面 F 上。通常把四个反射面调节成近乎平行,它们的中心分别位于一平行四边形的四个顶角上。设 w_1 、 w_2 分别为这两束平行光的等相位波阵面(在没有等离子体时),而 w'_1 是 w_1 相对于 M_4 的虚象,它和 w_2 也是等相位的。 w'_1 和 w_2 一般不完全重合,也不完全平行,若它们的交线为 O ,夹角为 ϕ ,则在 w_2 上的某一点 P 处,两出射光束间的光程差为

$$\Delta \simeq \phi d,$$

其中 d 为 P 到交线 O 的垂直距离,这里已假设空气的折射率为1。当

$$\Delta = m\lambda_0, \quad (7.5.5)$$

而且 m 为0或整数时,在象平面 F 上将得到一组亮条纹;而当 m 为半整数时, F 上得到的是一组暗条纹。因此,在 F 面上将得到一组平行于交线 O 的明暗相间的干涉条纹,这就是

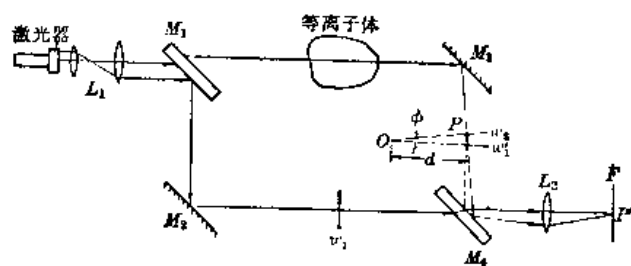


图 7.5.5 马赫-珍德干涉仪的实验安排示意图

干涉仪的背景条纹。如果其中的一束光通过等离子体,那么由于等离子体状态的不同,附加了两光束间的光程差,因而使干涉条纹发生变动。把它与背景条纹相比较,就能读出等离子体截面上各点条纹移动的数目。根据(7.5.1)和(7.5.2)式,条纹移动的数目与等离子体密度间有如下关系:

$$\delta(r, \theta) = \frac{\Delta\phi}{2\pi} = -\frac{1}{2\lambda} \int_0^l \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} dz = -4.48 \times 10^{-26} \lambda_0 [\text{\AA}] \int_0^l N_e(r, \theta, z) dz, \quad (7.5.6)$$

式中 r, θ 分别为等离子体横截面上的径向坐标和极坐标;负号表示电子密度增加时,干涉条纹级次变低。若沿激光束光程上等离子体密度是均匀的,则由上式就可得到横截面上各点平均的电子密度为

$$\bar{N}_e(r, \theta) = 2.23 \times 10^{23} \frac{\delta(r, \theta)}{\lambda_0 l}. \quad (7.5.6')$$

在这种干涉仪中,要求光束的散角要足够小,使得通过任一被测点的发散光,由于角发散所引起的相位改变小于 $\frac{\pi}{2}$, 即程差小于 $\frac{\lambda_0}{4}$, 则由此得到光束发散角的限制条件是:

$$\left(\frac{D}{\cos \frac{\Delta\theta}{2}} - D \right) < \frac{\lambda_0}{4}; \quad (7.5.7)$$

或者

$$\frac{1}{2} D (\Delta\theta)^2 < \lambda_0, \quad \text{当 } \alpha \ll 1 \quad (7.5.7')$$

式中 $\Delta\theta$ 为光束的发散角, D 为激光器(或望远镜)到被测点间的距离。这类干涉仪可测的最小的条纹移动数目,主要取决于观测的精度及干涉仪四个反射镜表面的平直度,一般为 $\frac{1}{10} \sim \frac{1}{20}$ 个条纹。由(7.5.6')式可看到,当用红宝石激光器作光源时,它可测的电子线密度的

下限为 10^{20}m^{-2} 。

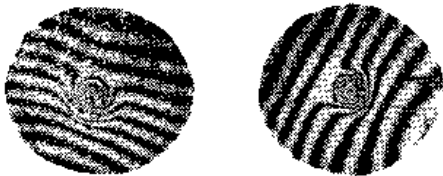


图 7.5.6 用马赫-珍德干涉仪取得的干涉条纹照片

图 7.5.6 是用 50 ns、10 MW 的 Q 开关红宝石激光器为光源的马赫-珍德干涉仪,在一个角向收缩装置的一次放电中取得的干涉照片。它们是利用电子学的同步线路在放电的不同时刻摄取的干涉图。图中外围的直条纹是背景干涉条纹,而中心条纹是由等离子体引起的条纹变动。但要注意到图中一圈圈的干涉条纹

并不代表等离子体的等密度线,它们不能看作是等离子体的轮廓线。若要从干涉图中求出横截面上各点的等离子体电子密度,则首先要读出各点干涉条纹的移动数目 $\delta(r, \theta)$, 然后由(7.5.6')式求出各点的平均密度。

§ 7.5.3 其它类型的干涉仪 [50, 59~65]

激光干涉仪除了上述的双光束干涉仪外,还可以利用激光器本身的特点组成其它类型的干涉仪。例如,耦合腔干涉仪和差拍干涉法,就是其中的两种。它们都是将被测的等离子体放在激光器的谐振腔内,利用等离子体密度的变化引起光程的变化来调制激光器的输出幅度,或使谐振腔的振荡模式发生变化。

图 7.5.7 是一个耦合腔干涉仪的示意图, M_1 和 M_2 两个反射镜组成气体激光器的谐振腔, M_2 和反射镜 M_3



图 7.5.7 耦合腔气体激光干涉仪示意图

又组成一个参考谐振腔, 在其中放入待测的等离子体。激光器从 M_2 透射到参考腔的光通过等离子体后, 被 M_3 反射后又透过 M_2 回到激光器中。如果经 M_3 反射的光和直接从 M_2 反射的光是同相位的, 它相当于增大 M_2 的有效反射系数, 从而使 M_1 和 M_2 组成的谐振腔的 Q 值增加, 并使激光器的输出强度增加。反之, 如果从 M_3 反射回来的光与直接从 M_2 反射的光是相位相反的, 则相当于 M_2 的有效反射率降低了, 从而也使激光器的输出强度也随之降低。因此, 等离子体中折射率的变化, 调制了激光器的输出强度。由于光束两次通过参考腔, 因此等离子体的光程每改变 $\frac{\lambda}{2}$, 就会使激光输出强度发生一个循环的变化, 它相当于上述干涉仪发生一个干涉条纹移动。若等离子体的长度为 l , 则与 m 个光强变化循环相应的等离子体折射率的变化为:

$$n-1 = \frac{m\lambda_0[\text{\AA}]}{2l} \times 10^{-10}.$$

将(7.5.2)式代入上式, 就可得到等离子体沿光程的平均密度为:

$$\bar{N}_e = 1.12 \times 10^{25} \frac{m}{\lambda_0[\text{\AA}]l}. \quad (7.5.8)$$

由于激光器的输出强度与反射镜 M_2 的反射率间是非线性关系, 因此最小只能测到 $\frac{1}{4} \sim \frac{1}{2}$ 个循环的强度变化。由此可见, 它可测的最小的等离子体电子密度为

$$(\bar{N}_e)_{\min} = 0.28 \times 10^{25} / (\lambda_0[\text{\AA}]l). \quad (7.5.9)$$

这种耦合腔在应用中的主要限制是: 它的输出光强跟不上参考腔中光程的迅速变化。这主要是受激光器本身的时间响应的限制。理论和实验都已证明了, 这种干涉仪的响应时间主要与反射镜 M_2 的透射系数有关, 而与其它的所有参数几乎无关。当 M_2 的透射系数增大时, 激光谐振腔与参考腔间的耦合增加了, 其响应时间会有所改善。因此, 目前大多数耦合腔干涉仪都采用增益较高的 $3.39\mu\text{m}$ 的 He-Ne 激光器和 $10.6\mu\text{m}$ 的 CO_2 激光器作光源, 以保证有较强的耦合, 使干涉仪有较快的响应时间。

图 7.5.8 是差拍干涉法的一个实验安排。它用了两个激光器, 一个激光器作为信号激光器, 在它的谐振腔内放置着待测的等离子体, 其频率为 ω_1 ; 另一个激光器作为本机振荡激光器, 其频率为 ω_2 。两路激光束经过半反射镜 M 后, 都射入到具有平方律特性的探测器上, 在其输出中将得到一个差拍信号 $I \propto \cos(\omega_1 - \omega_2)t$ 。设在信号激光器中, 其谐振腔全长为 L , 其中等离子体长度为 l , 在未形成等离子体时气体的折射率为 n_0 , 则这时信号激光器可能的纵模形式为

$$\frac{m\lambda_1}{2} = L + (n-1)l; \quad (7.5.10)$$

形成等离子体后, 其折射率为 n , 则其纵模形式为

$$\frac{m\lambda_1'}{2} = L + (n-1)l. \quad (7.5.11)$$

由此可见, 由于等离子体电子密度的变化, 将使信号激光器的输出频率发生变化, 从而调制了差拍信号的频率。由(7.5.10)和(7.5.11)式可求得, 由等离子体密度变化引起的信号

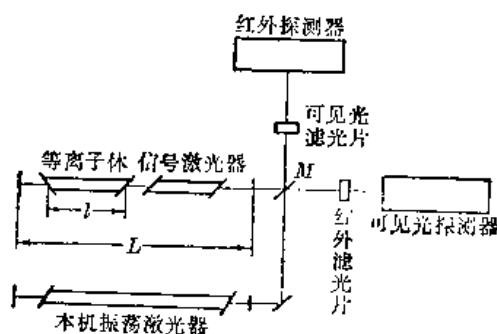


图 7.5.8 差拍干涉法的一个实验安排

激光器的输出频率的变化为

$$\frac{\Delta f_1}{f_1} = \frac{-\Delta \lambda_1}{\lambda_1} = \frac{l}{2L} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 + \frac{(n_0 - 1)l}{L} \approx 4.03 \times 10 \frac{\bar{N}_e l}{f_1^2 L} + \frac{(n_0 - 1)l}{L} \quad (7.5.12)$$

如果未形成等离子体时气体的折射率 n_0 近于 1, 则

$$\Delta f_1 \approx 4.03 \times 10 \frac{\bar{N}_e l}{f_1 L} \quad (7.5.13)$$

将有等离子体和无等离子体时的差拍信号频率加以比较, 根据(7.5.12')式由它们的频率之差就可求得沿光程上等离子体平均电子密度随时间的变化。如果 $n_0 \neq 1$, 就必须利用两个差拍频率进行测量, 这时有

$$\frac{\Delta f_1}{f_1} - \frac{\Delta f_2}{f_2} = 4.03 \times 10 \frac{\bar{N}_e l}{L} \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right) \quad (7.5.14)$$

这样, 只要测出了两个差拍信号频率随时间的变化, 由上式也可求出平均密度随时间的变化。图 7.5.8 中的实验安排就是利用 He-Ne 激光器的两个波长 6328 \AA 和 11523 \AA 进行差拍测量的。两激光器输出的光通过半反射镜 M 后, 分成两路, 用两个探测器分别探测可见光(6328 \AA)和红外光(11523 \AA)的差拍信号。由上可知, 因为本方法主要是依赖于差拍频率的微小变化(在 1 kHz 到几百 kHz 量级)来测定电子密度的, 因此要求激光系统必须很稳定。实际上, 系统的微小变化都会引起激光输出频率的漂移, 给实验数据带来误差。因此,

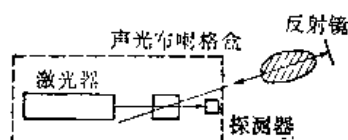


图 7.5.9 单腔差拍干涉仪

为使系统稳定, 最好能把激光器的两个谐振腔合为一体。图 7.5.9 是一种单耦合腔差拍干涉仪的示意图, He-Ne 激光器输出的波长为 6328 \AA 的光束, 通过声光布喇格盒后分成两束光, 一束为零级衍射光, 它直接射到 PIN 光二极管探测器上; 另一束为一级衍射光, 它射到反射镜上, 反射光又沿同一光程射回到布喇格盒上, 它的出射光又分为两束, 零级衍射光射出

系统外而损失了, 一级衍射光则又射回到激光器的输出反射镜上, 由于它两次通过布喇格盒, 已产生了两次多普勒频移 $2f_s$ (f_s 为布喇格盒内超声波频率)。如果所用的激光器的纵模间隔比频移 $2f_s$ 大很多, 而单模频宽又比 $2f_s$ 窄很多, 则射回谐振腔内的光束不与激光过程相耦合, 因而避免了激光输出的虚假的幅度调制。经布喇格盒两次频移后的反射光, 经激光输出反射镜反射后也射到探测器上, 在探测器上它与原激光器发出的光相混频, 产生频率为 $2f_s$ 的差拍信号。如果在布喇格盒到反射镜 M 的光程上, 插入待测的等离子体, 等离子体密度的变化, 将引起探测中的差拍信号产生相位调制, 这个相位调制直接反映了光程中等离子体电子密度的变化。将探测器的输出放大后, 送入正交相位检测器进行分析后, 输出分别与 $\sin \phi$ 及 $\cos \phi$ (ϕ 是等离子体所引起的相移) 成正比的两个信号, 由此就可求得等离子体电子平均密度随时间的变化。

§ 7.5.4 全息照相技术及其在激光干涉实验中的应用^[66~69]

一、全息照相技术简介

在普通照相技术中, 需要利用光学部件将一定景深的空间立体景物成象于象平面上, 放置于象平面上的照相底片的每一点只记录它所接收的光的总能量, 因此底片只是记录象的二维照度分布。我们观察照片时, 眼睛所接受到的光线是和原景物的光线大不相同的, 只是由于人的实际经验, 才似乎看出原来的景物。全息照相则完全不同, 它所记录的并不是用光学方法形成的景物的象, 而是记录景物的光波本身, 即不但记录景物的光的强度, 还同时

记录它们的相位。当用一定方式的光去照明全息相片时,就能“再现”原始景物的光波,人们用眼睛去观察时,眼睛所接受到的光线就基本上与原景物发出的光线相同,因此可以看到和原景物完全相同的立体图象。要记录光的相位就得利用光的干涉现象,因此全息照相只是在激光这样优良的单色和相干光源出现后,才得到迅速发展和实际应用的。

全息相片的拍摄和观察情况大致如图 7.5.10 所示。图(a)表示拍摄全息相片的情况,激光器发射的相干光束先发散开,再用反射镜等办法,将其中一部分光束形成均匀照度的参考光束 R 照射到照相底片上。另外的光束则照明需要拍摄的物体,物体反射的光束 O 也同时照射到底片上。由于这两束光 R 和 O 是相干的,因此底片所接受的光场为 $|O+R|^2$,实际上在底片上将形成一系列的干涉花纹。

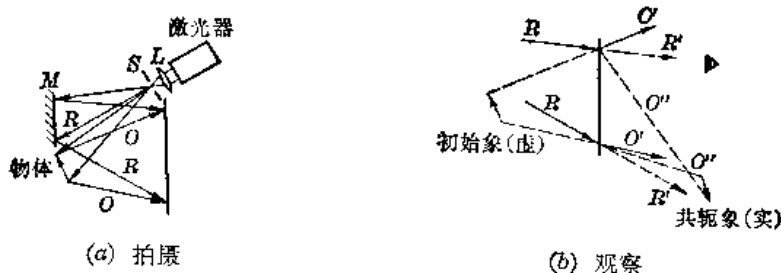


图 7.5.10 全息照相示意

底片经显影后,它的透光度将和它的曝光量有关。透光度的分布可近似地写为:

$$t(x) = t_0 + \beta |O + R|^2, \quad (7.5.15)$$

式中 x 为平面坐标; t_0 为平均透光度,它在全息照相中不起作用,可略去; β 为比例系数。令 R^* 和 O^* 为 R 和 O 的共轭项,则

$$t(x) = \beta (O + R)(O^* + R^*) = \beta [|O|^2 + |R|^2 + RO^* + R^*O]. \quad (7.5.16)$$

如果要观察全息相片,就应当按图 7.5.10b 所示的方法,用一个和原参考光束 R 相同的光束去照明全息相片,其透射光场为:

$$\phi(x) = Rt(x) = \beta [R(|O|^2 + |R|^2) + R^2 O + R^2 R^*]. \quad (7.5.17)$$

这样,透射光束就可以分成三组光束:第一组 $\beta(|O|^2 + |R|^2)R$ 是和参考光束 R 相似的透射光;第二组光 $\beta|R|^2 O$ 是和原物体光 O 相似的光束,如果参考光束 R 是充分均匀的,使得 $|R|^2$ 在全息图整个图面上近似为常数,则 $\beta|R|^2 O$ 光波就具有与原物体光束 O 所具有的一切性质。用眼观察就可以看到原物的立体象,这个象是个虚象,称为初始象;第三组光 $\beta R^2 O^*$,则是物体的共轭实象,这个象是比较模糊和严重畸变的,但是也可以通过适当改变照明方向得到一个无畸变的立体实象。由于 R 和 O 是从不同方向入射的,因此这三组光束在空间可分离开,我们可以观察到单独原始象。观察者在不同方向可以看到物体的不同侧面,这是一个真正的立体图象。

全息照相的记录器目前仍全部用照相底片,而且得到很好的结果。由于在全息照相中,底片要记录精细的干涉图象(干涉条纹间距在微米量级),因此要求底片有好的分辨力(一般在 1000 线/mm 左右)。在第四章中已经指出,底片的曝光特性一般用黑度 D 与曝光能量 E 间的关系来表示,也可以用透光度 t 与 E 的关系表示,大致如图 7.5.11 所示。式 (7.5.15) 说明,对于全息照相有意义的不是平均透光度 t_0 ,而是 β 值,即 $\frac{dt}{dE}$ 值。一般说来在 $t_0 \sim 0.5$ 左右所得到的全息图的效果较好,图 7.5.11 也表明在这点附近 t 与 E 有近于线

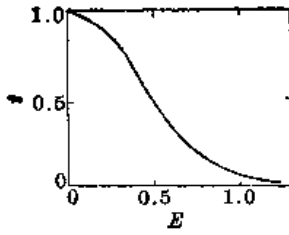


图 7.5.11 胶片的曝光特性

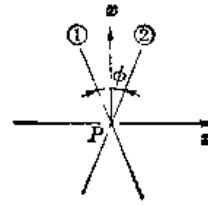


图 7.5.12 平面波在胶片上的干涉

性的关系,而且有最大的斜率。至于物体光通量 O 与参考光通量 R 之比在 $1/2$ 左右效果最好。

由于全息图要记录下精细的干涉条纹,因此要求激光器要有好的单色性、相干性和稳定性。前面已经指出,如果激光器的谐振腔长为 L ,它的谐振条件为:

$$L = \frac{m}{2} \lambda_0$$

因此在激光工作物质原子线谱的多普勒展宽范围内,可能同时存在几种模式(频率)的振荡。即使我们可以通过选频,使激光器在单频下工作,但由于热膨胀等原因,使 L 发生变动,也就使工作波长发生变化:

$$\Delta\lambda = \frac{2}{m} \Delta L = \frac{\lambda}{L} \Delta L_0 \quad (7.5.18)$$

此外,在全息照相曝光期间内,由于环境温度的变化,物体的运动,气流的变化等原因,也会使物体的光 O 与参考光 R 间的光程差发生变化,这些因素都会使干涉条纹发生变动,因而使全息图上的干涉条纹模糊。如果这种条纹移动大于半个条纹宽度,就可能使条纹全抹掉。现在我们来分析一下这些因素引起条纹移动的情况。我们以平面波为例,图 7.5.12 表示在 P 点发生干涉的两个波前 ①、②,图中垂直于 z 轴的 xy 平面代表照相底片所在的平面。设这两个波前平面的夹角为 ϕ ,它们在 P 点的程差为 d ,则在底片上在距 P 点为 x 处两波前的光程差为 $d + x\phi$,因此在底片上 x 处产生亮条纹的条件是:

$$d + x\phi = n\lambda, \quad (7.5.19)$$

条纹间距为:

$$\Delta x_0 = \frac{\lambda}{\phi} \quad (7.5.20)$$

当波长改变 $\Delta\lambda$ 时,它引起的条纹位置变动值为:

$$\Delta x_\lambda = \frac{n\Delta\lambda}{\phi} \simeq \frac{d}{\lambda\phi} \Delta\lambda, \quad (7.5.21)$$

所以

$$\frac{\Delta x_\lambda}{\Delta x_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} d \quad (7.5.22)$$

显然如果 $\Delta x_\lambda \geq \frac{1}{2} \Delta x_0$, 即在一次曝光时间内条纹的移动超过 $\frac{1}{2}$ 条纹间距,则照相底片上的干涉条纹将会完全被抹掉。从(7.5.22)式可看到,为避免这种情况发生,在零光程差附近(即 d 尽量小)工作是有利的。

至于光程差 d 的变动 Δd 引起的条纹变动 Δx_d , 显然为

$$\Delta x_d = \frac{\Delta d}{\phi}, \quad (7.5.23)$$

$$\frac{\Delta x_d}{\Delta x_0} = \frac{\Delta d}{\lambda} \quad (7.5.24)$$

由此可看到, 当 $\Delta d = \frac{\lambda}{2}$ 时, 条纹就完全模糊了。因此在全息照相曝光期间必须严密防止光程的变动, 应当采取措施, 稳定光具支架、避免振动并阻塞可能的空气流动等。

除了上述因素外, 光的空间相干性, 即在同一时刻空间不同的两个点上两道光束的位相的关联程度, 也是很重要的。如果参考光束和照明光束是由点光源形成的球面波或再经透镜形成的平面波, 分析表明, 它们所得到的全息图象的分辨率不能小于这两个光束原始光点的大小之和。用点光源或空间相干性好的光束经漫射体来形成参考光束和照明光束也可以得到类似结果。

气体激光器有着好的相干性和单色性, He-Ne 激光器的 $0.6328 \mu\text{m}$ 的光和 Ar 激光器的 $0.4880 \mu\text{m}$ 和 $0.5145 \mu\text{m}$ 的光都可以用照相底片记录, 因此常用作全息照相的光源。红宝石等固体激光器的相干性和单色性都比气体激光器差些, 而且它输出的波前形状比较复杂, 作为全息照相光源用时, 要尽可能在零光程差条件下工作。但是如果固体激光器用于脉冲式的, 特别是 Q 开关巨脉冲方式工作, 则它们与连续工作的激光器相比, 有着很大的优越性。特别是它们的脉宽极窄, 曝光时间可以很短, 所以各种不稳定因素干扰可大大减轻了, 尤其在等离子体诊断中, 基本上都需要快脉冲式的曝光。

二、二次曝光方法和电子密度测量

二次曝光方法就是在不同的时刻对待测物体在几乎相同的条件下进行两次曝光, 全息图将物体在两次曝光之间的变化作为永久记录保存下来。底片显影后, 仍用前述方法进行照明, 就会再现前后两次物体的光波。如果这两次物体的光之间有某些细微变动, 由于这两个波是相干的, 那么在照明全息图时, 就产生由两次曝光之间通过物体的光程改变所导致的干涉现象。这种方法对于观察某些迅速或细微变化的现象是特别重要的。原则上讲, 还可以采用多次曝光, 如果每次曝光时取景光改变 $\Delta\alpha$ 角度, 那么多次曝光后, 底片经照明再现时就会产生更加清晰的干涉条纹。如果每次曝光之间景物有细微的变动, 干涉条纹就将发生变动。

用二次曝光法测量等离子体密度时, 第一次是在没有产生等离子体时进行曝光的, 第二次则在产生等离子体后进行曝光。两次曝光过程中其它条件要保持不变, 只是将取景光转动一个小角度 $\Delta\alpha$ (如用转动反射镜等办法)。在光线不通过等离子体部分, 由于取景光整个改变一个角度, 因此在再现全息图时, 在该部分就会产生均匀的背景干涉条纹。而取景光通过等离子体部分, 由于等离子体影响折射率变化, 产生一些附加的光程差, 而使干涉条纹发生变动, 这和前述的标准干涉方法得到的结果基本上是一致的。但是, 它比一般的干涉方法有一些独特的优点: (1) 将二次曝光的全息片再现时, 我们可以不同方向进行拍摄观察, 即可得到不同方向的干涉条纹分布的变化, 而一张普通的干涉照片只能得到一个方向的干涉条纹, 所以它比普通的干涉照片能得到更多的信息。(2) 一般干涉测量中, 设备的安排调整, 必须十分精细而且很繁复, 例如在图 7.5.4 为了得到清晰和均匀的背景条纹, 要求两路光程必须是均匀一致的, 因此需要对四面镜子细微调整, 而且对镜子的表面光洁度、平行度以及一些透过窗口材料的均匀性都要求很高; 而在两次曝光全息图中, 由于是两次干涉图的比较, 因此只要求两次曝光条件一致, 其它的安排调整就可以粗略一些了。(3) 在全息照相中, 由于等

离子体发出的光是非相干的,它对全息过程没有贡献,只能提供均匀的背景,并且很容易把它消除掉。

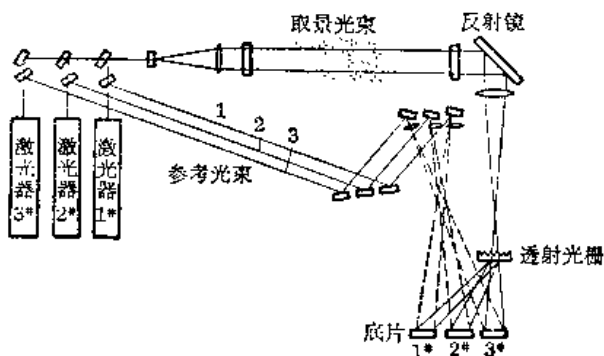


图 7.5.13

时,只要改变参考光束的取向,就能在一张全息片上观察到几个互相分开的、互不干扰的图象。并且应用 Q 开关巨脉冲激光技术可以产生脉宽极窄的光脉冲,它的发射时间也容易精确控制。这些特性都有利于高速摄影。图 7.5.13 是美国洛斯-阿拉莫斯 (Los-Alamos) 实验室的一个全息高速摄影机的安排。三个 Q 开关激光器 (1*、2*、3*), 发射激光的时间各自相距 $1\mu s$ 。每个激光光束由半透镜分为两束: 一束作为参考光束, 由反射镜和透镜分别照射到 1*、2*、3* 底片上; 另一束则通过待测等离子体, 它们的方向是相同的, 不过通过等离子体后, 由透射光栅再分为三束同时照射到三个底片上, 且每次激光发射时, 三张底片中只有同时接收到参考光束的那一张底片产生全息的干涉花纹, 其余两张只产生一些不相干的本底, 与全息图无关。因此, 三张底片将以相隔 $1\mu s$ 的时间依次

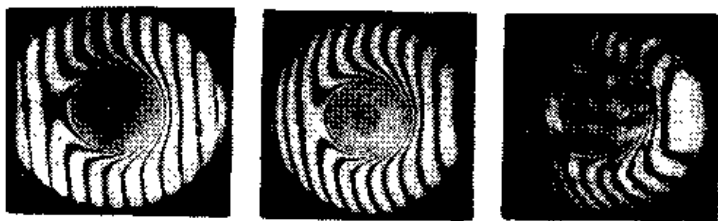


图 7.5.14

拍摄下等离子体的全息图。为了得到二次曝光, 可以先在等离子体未产生前拍摄一次, 然后将图中反射镜转动一个小角度, 即微小地改变取景光束入射角再拍摄一次。在重现物体象时, 就可以得到和普通干涉方法相类似的图形, 在没有等离子体部分有均匀的背景条纹, 而有等离子体部分发生条纹变动。分析全息图可以得到电子浓度分布, 不同底片上得到不同时刻的电子浓度的分布。图 7.5.14 就是该实验室对于角向收缩等离子体装置所拍摄的三张全息图。它所用的激光器是用普克尔盒实现 Q 开关的红宝石激光器, 它用 2mm 小孔及标准具进行选模, 激光功率为 50 MW, 脉冲宽度为 20 ns。

上面只是利用全息术进行高速摄影的一个例子, 还可以设计出不同的方案。显然它对于一些快速变化、高速运动的现象的研究是一个有力的工具。

参 考 文 献

- [1] 赫光生, 雷仕湛, 激光物理学, 上海人民出版社, 1975.
- [2] 固体激光导论编写组, 固体激光导论, 上海人民出版社, 1975.
- [3] 气体激光编写组, 气体激光, 上海人民出版社, 1975.
- [4] 赫光生, 雷仕湛, 激光器设计基础, 1979.
- [5] Arecchi, F. T., et al., Laser Handbook, Vol. 1, 2, North-Holland Publishing Compang, 1972.

- [6] Schafer, E. P., Dye Laser, Springer-Verlag, 1973.
- [7] Koechner, W., Solid-State Laser Engineering, 1976.
- [8] *Applied Optics*, **15**, 2635(1976).
- [9] Evans, D. E., Katzenstein, J., *Rep. Progr. Phys.*, **32**, 207 (1969).
- [10] Sheffield, J., Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation, Academic Press, 1975.
- [11] Segre, S. E., in "Course on Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems", p. 265. Pergamon Press, 1975.
- [12] DeSilva, A. W., Goldenbaum, G., in "Methods of Experimental Physics" Vol. **9** (part A), Chapter 3, Academic Press, 1970.
- [13] *Phys. Fluids*, **5**, 776 (1962).
- [14] *Phys. Rev.*, **120**, 1528 (1960).
- [15] *Plasma Physics*, **17**, 165 (1975).
- [16] Л. Н. Патницкий, Лазерная Диагностика Плазмы, 1976.
- [17] *Plasma Physics*, **12**, 573(1970).
- [18] *Phys. Rev. Letters*, **33**, 76(1974).
- [19] *Appl. Phys. Letters*, **31**, 372(1977).
- [20] *Appl. Optics*, **17**, 192(1978).
- [21] *Appl. Optics*, **14**, 1429(1975).
- [22] *Opt. Commun.*, **17**, 325(1976).
- [23] *Revue Phys. Appliquée*, **12**, 1181(1977)
- [24] *J. Phys.*, **E-7**, 704(1974).
- [25] *Plasma Phys.*, **17**, 1155(1975).
- [26] *Bull. Am. Phys. Soc.*, **24**, 933(1979).
- [27] Gehre, O., Heckenberg, N. R., in "Course on Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems", p. 302, Pergamon Press, 1975.
- [28] *Phys. Fluids*, **20**, 1900(1977).
- [29] *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 81(1972).
- [30] *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1747(1976).
- [31] *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 400(1978).
- [32] Cano, R., et al., in "Course on Plasma Diagnostics and Data Acquisition systems", p. 108, Pergamon Press, 1975.
- [33] *Phys. Fluids*, **19**, 1561(1976).
- [34] *Revue Phys. Appliquée*, **12**, 1797(1977).
- [35] *Jap. J. Appl. Phys.*, **13**, 1266(1974).
- [36] *Phys. Fluids*, **18**, 464(1975).
- [37] *Phys. Fluids*, **9**, 2296(1966).
- [38] *Phys. Fluids*, **13**, 1072(1970).
- [39] *Phys. Fluids*, **11**, 1221(1968).
- [40] *Plasma Physics*, **14**, 245(1972).
- [41] *Plasma Physics*, **20**, 171(1978).
- [42] *Nuclear Fusion*, **18**, 1729(1978).
- [43] *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 218(1979).
- [44] *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 1605(1970).
- [45] Carolan, P. G., Evans, D. E., Proc. Int. Conf. Ioniz. Phenemana Gases, 10th(1972).
- [46] **MATT-818**(1970).
- [47] **ORNL-TM-3093**(1970).
- [48] *Appl. Optics*, **13**, 1134(1974).
- [49] *Plasma Phys.*, **14**, 385(1972).
- [50] *Plasma Phys.*, **19**, 757(1977).
- [51] *Nature*, **271**, 718(1978).
- [52] *Opt. Commun.*, **10**, 95(1974).

- [53] *Appl. Optics*, **15**, 2645(1976).
- [54] *Rev. Sci. Instrum.*, **49**, 673(1978).
- [55] *J. Opt. Soc. Am.*, **67**, 964(1977).
- [56] Jahoda, F. C., Sawyer, G. A., in "Methods of Experimental Physics", Vol. **9-B**, Academic Press, 1971.
- [57] 物理学报, **23**卷,第1期(1974).
- [58] *Phys. Fluids*, **8**, 1168(1965).
- [59] *J. Appl. Phys.*, **36**, 29(1965).
- [60] *J. Phys.* **E-6**, 604(1973).
- [61] *Appl. Phys. Lett.*, **3**, 13(1963).
- [62] *Jap. J. Appl. Phys.*, **15**, 675(1976).
- [63] *J. Appl. Phys.*, **37**, 4083(1966).
- [64] *Rev. Sci. Instrum.*, **49**, 318(1978).
- [65] *Rev. Sci. Instrum.*, **49**, 919(1978).
- [66] H. M. 史密斯, 全息原理, 科学出版社, 1966
- [67] *Phys. Fluids*, **14**, 2042(1972).
- [68] **LA-3963**(1968).
- [69] **LA-3968-MS**(1963).

第八章 粒子测量

高温等离子体粒子诊断方法包括两方面内容，一是通过测量和分析等离子体发射的各种粒子，推断等离子体参数；二是从外界发射或注入某种粒子流作为探针，根据它们和等离子体相互作用所引起的探针束的变化，推断等离子体的某些参数。从等离子体发射的粒子中，一部分是等离子体粒子的泄漏，其中特别是电荷交换的快中性原子，不受磁场的影响而自由地向外逃逸，它们基本上可以代表等离子体内部离子运动的状况。所以通过中性原子能谱测量，可以测定等离子体离子温度，或离子速度分布函数，它已成为高温等离子体实验中常规的诊断工具。此外，通过逃逸粒子的质谱分析，也可以了解等离子体中存在的各种杂质成分。另一种重要的发射粒子，是等离子体中发生热核反应以后所产生的各种高能粒子，其中特别是中子，它不受磁场影响，且容易穿透器壁，可以在装置外测量，通过中子产额及其空间分布测量，以及中子能谱测量，可以判断中子的产生机制，并且也是离子温度诊断的另一重要途径。至于粒子探针也是十分有用的诊断工具，它可以时、空分辨地测定等离子体的某些参数，例如等离子体离子密度、 Z_{eff} 以及空间电位和磁场分布等。

§ 8.1 等离子体逃逸粒子的测量^[1~6]

§ 8.1.1 等离子体中快中性原子的形成过程

在第三章讨论原子电离态和激发态的分布时，我们已列举了几种重要的原子过程，但是它们还不足以说明逃逸的中性原子的成因。在表 8.1.1 中，我们进一步列出氢原子和分子的各种电荷转移过程，它们和快中性原子的形成有关。表中 H^+ 、 H_2^+ 、 H^- 、 H 、 H_2 是表示快的或热的离子、原子、分子，而其它（如 H^+ 、 H_2^+ 、 H 、 H_2 等）均表示慢的或冷的粒子。在原子或分子与电子碰撞时，可以认为电子速度远大于原子或分子的速度。如果一个高速粒子在一个密度为 N_0 的近于静止的（即冷的）另一类粒子中运动，它们之间的反应率为

$$P = N_0 \sigma(v) v, \quad (8.1.1)$$

式中 v 为碰撞粒子间的相对速度，常可近似地认为它就是快粒子的速度； σ 是反应截面，它一般与 v 有关。图 8.1.1 给出了表 8.1.1 中前四种反应的 σv 值随电子能量变化的曲线，它们是影响冷的中性原子分布的主要过程。在氢等离子体外围总存在尚未电离的冷 H_2 分子，这些分子在向等离子体内部扩散过程中将与电子碰撞。在碰撞过程中它们或被电离，或被分解，一般它们只能渗透到等离子体最外的一薄层中。表 8.1.1 中的分解过程（也称为

表 8.1.1 几种与逃逸中性原子的形成有关的过程

1. 分解	$e + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H} + \text{H} + e$	6. 电荷交换(非共振)	$\text{H}^+ + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H} + \text{H}_2^+$
2. 电子碰撞电离 I	$e + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H}_2^+ + 2e$	7. 电荷交换(共振)	$\text{H}^+ + \text{H} \longrightarrow \text{H} + \text{H}^+$
3. 电子碰撞电离 II	$e + \text{H} \longrightarrow \text{H}^+ + 2e$	8. 电子俘获 I	$\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H}_2 + \text{H}_2^+$
4. 分解电离	$\begin{cases} e + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H} + \text{H}^+ + 2e \\ e + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H}^+ + \text{H}^+ + 3e \end{cases}$	9. 电子俘获 II	$\text{H} + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H}^- + \text{H}_2^+$
5. 电子附着	$e + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H}_2^-$	10. 电子剥离	$\text{H} + \text{H}_2 \longrightarrow \text{H}^+ + \text{H}_2 + e$

Franck-Condon 过程), 它形成能量为 2.25 eV 的氢原子。这些氢原子又可以向等离子体内部进一步扩散。这些冷的中性原子的存在, 并与等离子体中热的离子碰撞, 发生

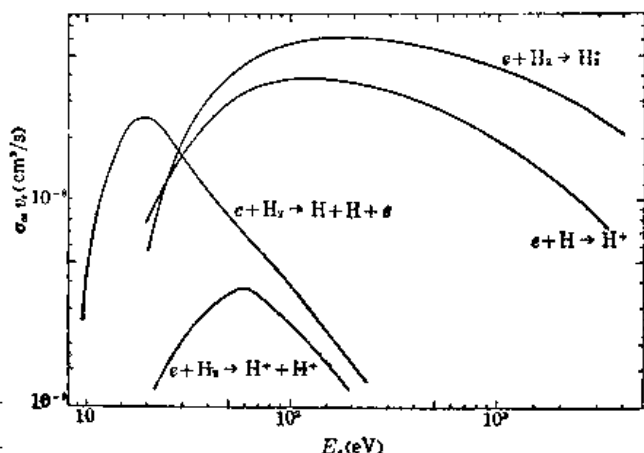


图 8.1.1 电子碰撞分解和电离反应的 σv 值曲线

表 8.1.1 中所列的第 6、7 种的电荷交换过程, 从而产生快速的中性原子, 并向四周逃逸。电荷交换过程(包括表 8.1.1 中的第 8、9 两种过程)中, 粒子的速度几乎完全不发生变化, 因此这些逃逸中性原子的能谱可以代表它产生处的热离子的能谱。由于电荷交换, 在等离子体某一点 r 处单位体积内产生的能量在 E 和 $E+dE$ 之间的快速中性原子数为

$$dN_0(r, E) = N_B(r) N_i(r) f(r, E) \sigma_{ex}(E) \sqrt{\frac{2E}{M}} dE, \quad (8.1.2)$$

其中 $N_B(r)$ 为冷的 H 原子或分子密度; $N_i(r)$ 为热离子密度; $f(r, E)$ 是在 r 处的离子能量分布函数, 当等离子体是局部热动平衡时, 它近似为麦克斯韦分布函数:

$$f(r, E) = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi} [kT_i(r)]^{3/2}} \exp\left[-\frac{E}{kT_i(r)}\right]; \quad (8.1.3)$$

$\sigma_{ex}(E)$ 为电荷交换截面, 它与离子的能量有关。图 8.1.2 给出了 H^+ 与 H_2 、 H 、 Xe 和 O_2 的电荷交换过程的 $\sigma(v)v$ 值(即 $\sigma(E)\sqrt{\frac{2E}{M}}$ 值)与氢离子能量的关系曲线, 其中 H^+ 和 H 的电荷交换过程具有对称共振性, 当离子能量 E 在 100 eV ~ 50 keV 范围内, 它的截面可由经验公式表示^[6]:

$$\sigma_{ex}(E) = \frac{0.6937 \times 10^{-14} \left(1 - 0.155 \log \frac{E}{M}\right)^2}{1 + 0.1112 \times 10^{-14} \left(\frac{E}{M}\right)^{3.3}} \quad (\text{cm}^2), \quad (8.1.4)$$

其中 M 是质子或氦核的质量, 以 amu 为单位; E 是热离子能量, 以 eV 为单位。由上述可

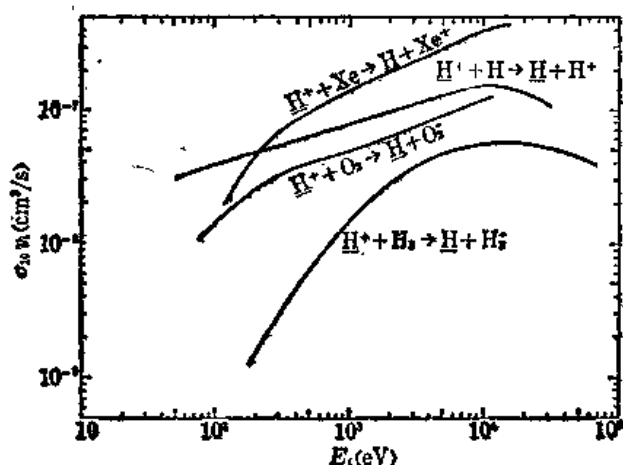


图 8.1.2 几种电荷交换反应截面曲线

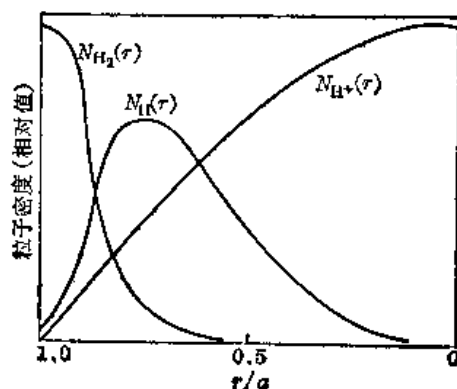


图 8.1.3 冷的 H 和 H_2 及快的 H^+ 离子密度分布示意图

知,在等离子体中生成的快中性原子与等离子体中的离子、以及冷的 H_2 或 H 的密度分布有关。图 8.1.3 给出了在某一磁约束等离子体装置中快离子及冷的 H_2 和 H 的密度在横截面上的分布曲线。因此,空间不同位置 r 产生的快中性原子的能谱及数目是不同的。外层的 H_2 和 H 密度较大,但那里的离子密度和温度都较低,外层电荷交换所产生的主要是能量较低的逃逸中性原子;而内层 H_2 和 H 的密度要比外层低得多,但热离子密度和温度都较高,因而内层电荷交换所产生的主要是能量较高的快中性原子。此外,由于沿某一方向逃逸的中性原子通量是在该方向上各点所产生的中性原子通量的积分,因而当离子温度分布不均匀时,在等离子体外所测得的沿某一方向的逃逸中性原子的能谱,会出现双温度的特性,其低能部分的谱反映外层低温离子的能谱,而高能部分则反映中心高温离子的能谱。详细的数值计算和实验结果都表明,逃逸的中性原子能谱的高能部分,可以反映等离子体中心部分离子的能谱,在局部热动平衡条件下,它将符合麦克斯韦分布,可见从其能谱分布的高能部分可测定中心区的离子温度。但是,当等离子体尺寸和密度乘积的数值较大时,冷中性原子和分子更难以扩散到中心,中心处所生成的快中性原子就更少;而且逃逸中性原子从中心向外逃逸的过程中也会严重衰减(即被重新电离),这时中心处逃逸的中性原子通量将显著降低,因而其测量和分析就比较困难,难以从所测的能谱直接推导中心离子温度。这个问题我们将在下面进一步讨论。

§ 8.1.2 中性原子的离子化^[7~9]

中性原子不受电磁场影响,难以直接进行能谱分析,所以从装置引出来的中性原子,首先要进行离子化。离子化的方法基本上有两种,一种是在中性原子通过的路程上射入电子束,通过电子与原子碰撞使其电离;另一种方法是让中性原子通过某种气体层或固体薄膜,使快原子与靶物质中的原子或分子发生电荷交换,因而形成正或负离子。这里要求离子化过程中尽可能不改变快中性原子的运动速度,并且交换效率较大为好。到目前为止的实验表明,利用电荷交换的方法进行离子化所得到的结果较好。

电荷交换所用的装置很简单,只要让中性原子束通过充有靶气体的小室,或者通过含有靶物质的薄膜就可以了。图 8.1.4 是电荷交换室(或称剥离室)的一个例子,这里中性原子是 H^0 ,而靶气体是 N_2 。由于对于低能粒子没有合适的可穿透的真空密封窗,所以交换室的出口和入口都只能是敞开的。粒子在交换室外的整个路程都必须处于高真空中

(例如 10^{-5} 托以下),而交换室内又要维持一定的气压(例如约 10^{-2} 托左右),因此交换室的进出口会有不小的漏气率,需要用大的抽气速率的真空泵来维持系统必要的真空度。交换室进、出口的气阻越大,漏气率就越小,但是相应的接收立体角也会减小,因而要适当选择进出口的尺寸和结构。图中进出口采用细长管,就是为了在不减小接收立体角的条件下,尽量增大气阻。

电荷交换的结果,中性原子既可能失去电子成为正离子,也可以得到电子成为负离子,即有可能发生表 8.1.1 所列的第 9、10 两种反应——剥离和俘获过程。一般讲,剥离效应的几率要稍大些。我们常定义经电荷交换所得到的氢离子(正离子或负离子)与入射的氢原

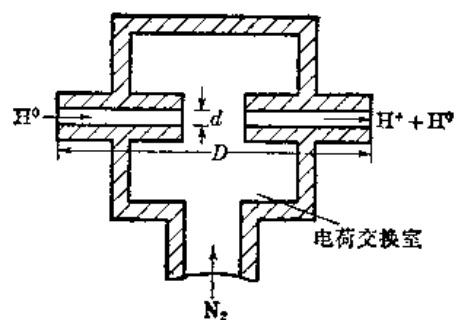


图 8.1.4 剥离室

子之比为电荷交换效率 η ，它与靶气体的数量(气压 P 与路径 D 的乘积 PD)以及反应截面有关。而每一种气体分子的交换反应截面又与靶气体和中性原子种类、以及中性原子能量有关。图 8.1.5 是 0.5 keV D 原子束与几种靶气体的电荷剥离效率 η 随 PD 值的变化曲线。由图可见，适用的 PD 值在 10^{-2} 托·厘米量级， PD 值过大，会使粒子束在交换室中产生多次碰撞，这样 H^+ 会再度中和，或发生多次散射，从而 η 反而减小。

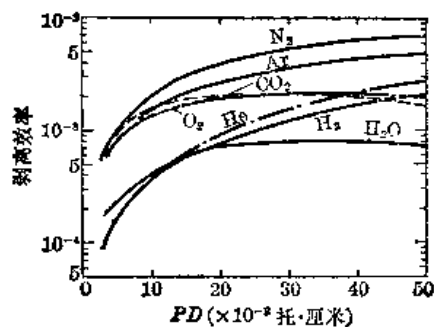


图 8.1.5 0.5 keV D 原子与几种气体的电荷交换效率 η 随 PD 的变化曲线

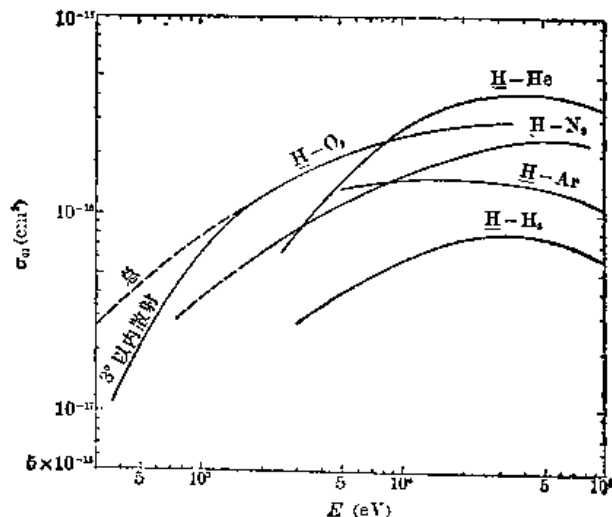


图 8.1.6 H 在几种常用的靶气体中的反应截面随能量变化曲线

图 8.1.6 给出了 H 在几种常用的靶气体 H_2 、He、 N_2 、 O_2 及 Ar 中的剥离反应截面随 H 能量的变化曲线。图 8.1.7a、b 是靶气体 N_2 和 H_2 对不同能量的 D 和 H 的剥离效率 η 的实验曲线。从图 8.1.6 可以看到， N_2 在低能处有较高的剥离效率，所以常用它作剥离气体。虽然 H_2 或 D_2 的剥离效率在几种气体中是较低的，但也常用来作剥离气体，这是因为它与等离子体装置中的工作气体相同，使用它作剥离气体不会对等离子体造成杂质污染。

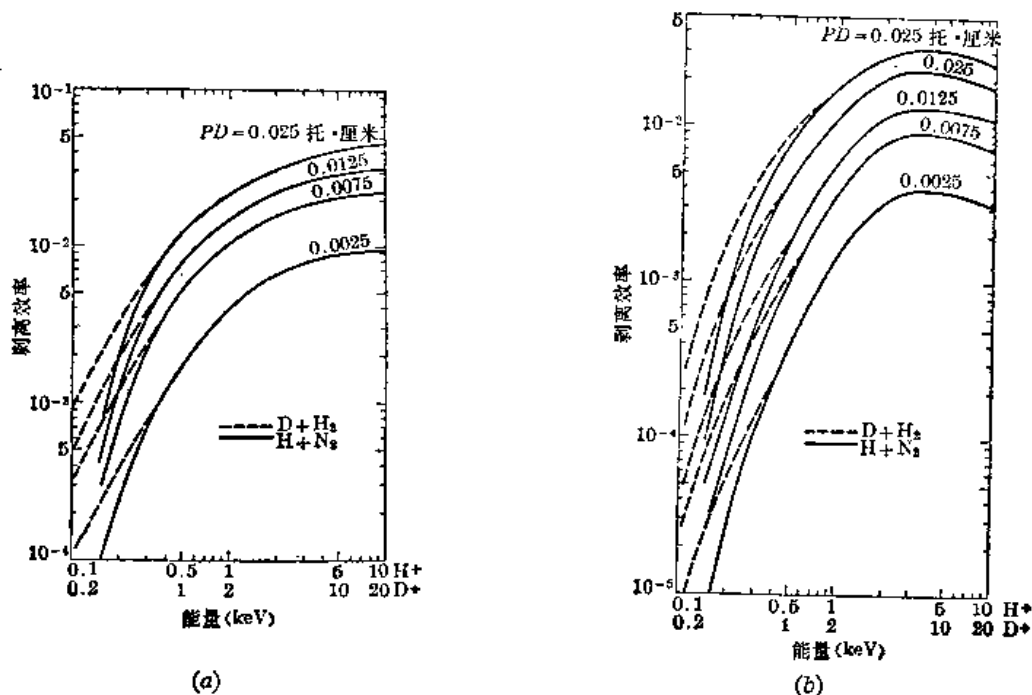


图 8.1.7 靶气体 N_2 、 H_2 对 D、H 的剥离效率曲线

表 8.1.2 $PD=0.0125$ 托·厘米的 N_2 靶对 H 原子的相对剥离效率

He 原子能量(keV)	归一化剥离截面	H 原子能量(keV)	归一化剥离截面
0.100	0.0028	1.500	0.606
0.150	0.0140	2.000	0.703
0.200	0.0375	3.000	0.828
0.300	0.112	4.000	0.897
0.400	0.188	5.000	0.931
0.500	0.250	6.000	0.963
0.600	0.295	8.000	0.984
0.800	0.406	10.000	1.000
1.000	0.472		

He 对 H 或 D 在 $8\sim 100$ keV 能量范围内有最高的剥离效率, 所以在 H 或 D 能量较高时, 用 He 作剥离气体也是十分有利的。表 8.1.2 列出了 $PD=1.25\times 10^{-2}$ 托·厘米的 N_2 剥离室对能量在 $0.1\sim 10$ keV 范围内的 H 原子的剥离效率的测量数据(其中的数据已对 10 keV H 原子的剥离效率归一化), 可供使用参考。

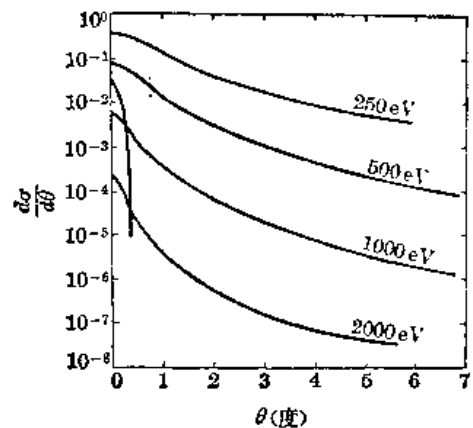
当 H(或 D)原子能量低于 100 eV 时, η 值急剧下降, 而且散射的影响也比较严重, 从而使这种剥离方法不能应用。这时用电子束电离比较有利, 电子的能量在 $50\sim 300$ eV 范围内对 H 有最大的电离效率(见图 8.1.1)。用固体薄膜进行电荷交换有个好处, 它不存在漏气问题, 也不会对等离子体造成杂质污染(只要它在真空中的放气率足够低就行), 不过它只适用于剥离高能原子。对于低能原子, 为了使所产生的低能离子能够穿透靶膜, 靶膜必须做得极薄, 并要经受住粒子的轰击, 这是有困难的。曾有用 100 \AA 厚的碳膜做靶, 获得较高的剥离效率, 但是它所引起的能量和角度分散较大, 不适于用做低能能谱分析的剥离靶。

对于气体靶, 入射粒子束在单次电荷交换过程中的能量损失在几个电子伏以下, 这是可以忽略的。此外, 气体电荷交换所引起的出射粒子束的角分散也是很小的, 图 8.1.8 给出了 H 在 N_2 靶气体电荷交换过程中所引起的角分散的实验曲线。由图可见, 即使 H 的能量低到 250 eV, 产生的离子仍有 90% 以上是在 2° 以内, 因而在 $E>250$ eV 时, 散射的影响是可以忽略的。图中也画出了原入射的中性束的角分散, 以资比较。

§ 8.1.3 粒子分析方法^[10~13]

将带电粒子按其能量、动量、速度或质量进行分析的方法是多种多样的, 这里仅就几种基本方法作一些简单的介绍。但是, 这是组成各种复杂的分析仪器的基础, 它们的不同组合可以构成各种具有不同性能的分析仪器。因此, 这里所介绍的几种分析方法是很基本的, 也是很重要的。

粒子分析仪器的主要性能指标是分辨率, 即分析器所测得的物理量的不确定范围的相对值。例如, 当按粒子能量分析粒子时, 测得的能量的不确定范围 ΔE 与该能量值 E 之比

图 8.1.8 H 在 N_2 中剥离后的角分布

$\frac{\Delta E}{E}$, 就是该仪器的能量分辨率。这里, ΔE 通常是指单能 E 的离子经分析器测量得到的能量分布的半高全宽度。分析仪器的另一个重要性能指标是收集率, 它常定义为分析器入射孔对粒子源所张的相对立体角 $\frac{\Omega}{4\pi}$ 。这个性能指标对弱离子流分析来说是十分重要的, 因为通常是希望能有尽可能多的粒子能被分析器的探测器所接收, 从而提高测量精度。然而这两个指标常常是互相矛盾的, 因为不少分析仪器是按空间位置分析粒子的, 通常分辨率与分析仪器的入射、出射缝宽有关, 对分辨率的要求越高, 就要求缝宽越窄, 这样探测器的接收立体角就越小, 分析器的收集率就越低。在这里, 分析仪器的聚焦性能将起重要的作用, 它可以在保证仪器满足分辨率要求的条件下, 使仪器有较高的收集率。下面我们就简单地介绍几种基本的粒子分析方法。

减速电位分析器 这是一种十分简单的带电粒子能量过滤装置, 它就是在探测器前面放一个具有减速电位 V (相对于飞行管道外壳) 的栅网, 于是当带电粒子在射向探测器的途中接近栅网时, 它要受到减速场的排斥力而减速, 使只有那些动能大于 ZeV (Z 为粒子电荷数) 的带电粒子才能穿过栅网, 并到达探测器而被接收, 能量小于 ZeV 的粒子则被阻挡了。因此, 探测器所接收的信号是粒子的积分谱, 即

$$I(E_p) = \int_{E_p}^{\infty} N(E') dE', \quad (8.1.5)$$

其中 $E_p = ZeV$, $N(E)$ 为带电粒子能谱。如果调制减速电位, 并同步检测其探测器信号, 也可以直接得到微分谱 $N(E)$, 但这样做比较麻烦, 而且时间响应比较慢, 因而较少用于等离子体诊断。有时也可以用双减速电位差分的方法测量粒子的能谱, 如图 8.1.9 所示, 分析器由四个栅网所组成, 各栅网的电位如图所示。被分析的正离子穿过接地的栅网后, 被 g_1 上的减速电位 V 所减速, 只有能量 $E > ZeV$ 的离子才能通过 g_1 。栅网 g_2 的透射率为 50%, 并加一足够高的负电位 (例如 -8 kV)。通过 g_1 的离子被 g_2 所加速, 有一半打到 g_2 的正面上 (它产生的二次电子被 g_2 加速, 并部分被其接收), 有一半透过 g_2 并进入 g_3 所产生的减速场, 它们被 g_3 减速, 其中能量 $E < Ze(V + \Delta V)$ 的离子被反射回来并打到 g_2 的反面上, 产生次级电子发射, 这些电子被 g_2 和闪烁体表面 (它接零电位) 间的加速场所加速, 并打在闪烁体上产生荧光, 光电倍增管就探测它们所产生的荧光, 形成输出信号。为避免穿过栅网 g_3 的离子被闪烁计数器所探测, 闪烁体外要镀一层 Al 膜, 阻止离子直接打到闪烁体上。因此, 探测器的输出信号就与能量在 ZeV 和 $Ze(V + \Delta V)$ 之间的离子成正比。若在 g_1 、 g_3 上同时加相同的线性扫描电压, 并在 g_2 上送加一恒定电压 ΔV , 这样就可以在一个扫描周期内完整地测一个离子谱。这种分析器的优点是结构简单, 可有较大的接收立体角。但它存在其它栅网所产生的二次电子发射的干扰, 这是它的主要缺点。此外, 在其它类型的分析器中也

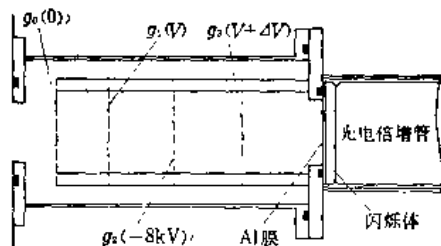


图 8.1.9 减速电位分析器结构示意图

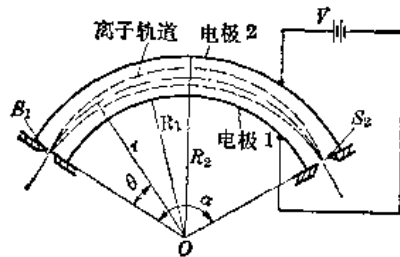


图 8.1.10 127° 圆柱偏转板静电分析器

常加有减速栅网,用作为能量过滤装置,可以滤除某一种电荷的低能粒子。

127° 圆柱偏转板静电分析器 它是利用静电偏转的方法分析粒子的能量的。如图 8.1.10 所示,电极板 1 和 2 是以 O 为轴的圆柱面,它们的半径分别为 R_1 、 R_2 。若在两极板上分别加 $-\frac{V}{2}$ 、 $\frac{V}{2}$ 的电压(相对于入射管道外壳),则在两极板间产生一径向电场 \mathcal{E}_r 。但要注意,两极板的电压极性只适于分析正离子,当要分析负离子时,电压极性要相反。这时,若有一束正离子从入口狭缝 S_1 垂直于电场 \mathcal{E}_r 射入,则它们将在电场作用下发生偏转,它们当中只有其速度 v 满足

$$\frac{M_1 v^2}{R_0} = Ze\mathcal{E}_r = Ze \frac{V}{R_0 \ln(R_2/R_1)} \quad (8.1.6)$$

关系的那部分离子才能从出射狭缝 S_2 射出。其中 M_1 、 Ze 分别为离子的质量和电荷, R_0 为入、出射孔中心线所在的圆柱面(它近似为零电位面)的半径, $R_0 = \frac{R_1 + R_2}{2}$ 。由上式可以看到,能从出射狭缝 S_2 射出的离子,其能量必须满足下式:

$$E = \frac{1}{2} M_1 v^2 = \frac{ZeV}{2 \ln(R_2/R_1)} \quad (8.1.7)$$

由此可见,这种分析器是个能量分析器,通过改变分析器的电压 V ,我们就可以选出不同能量 E 的离子。可以证明,这个分析器具有一级聚焦作用,即满足上述能量关系的离子,当它们在入射狭缝处的速度方向有一定的角度分散时,在分析器电场 \mathcal{E}_r 的作用下,它们在出射狭缝 S_2 处又会聚在中心线上。现简单证明如下:采用极坐标系 (r, θ) , 则离子在电场 \mathcal{E}_r 中的运动方程为

$$\begin{aligned} M_1 \frac{d^2 r}{dt^2} - M_1 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 r &= -Ze\mathcal{E}_r; \\ M_1 \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right) &= 0. \end{aligned}$$

令 $r = R_0 + \Delta r$, 且设 $\frac{\Delta r}{R_0} \ll 1$, 代入上式并忽略 $\frac{\Delta r}{R_0}$ 的二次项,可得

$$\frac{d^2 \Delta r}{dt^2} + 2\dot{\theta}^2 \Delta r = 0.$$

$\dot{\theta}$ 为离子运动的角速度,设其为常数,并令离子到达入射狭缝的时间为 0, 那么上式的解为

$$\Delta r = K \sin(\sqrt{2} \dot{\theta} t), \quad (8.1.8)$$

其中 K 是常数。所以当圆柱面的张角 ϕ 为

$$\phi = \dot{\theta} t = \frac{\pi}{\sqrt{2}} = 127^\circ 17' \quad (8.1.9)$$

时,离子到达出射狭缝处时的径向位置偏离 $\Delta r = 0$ 。因此,这种静电分析器的开度角 ϕ 为 $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$ 时,其出射束焦点在出射狭缝处。用类似的方法也可以得到它的能量分辨率近似为:

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq \frac{\Delta r_0}{R_0}, \quad (8.1.10)$$

其中 $\Delta r_0 = \frac{\Delta r_1 + \Delta r_2}{2}$, Δr_1 、 Δr_2 分别为入射、出射狭缝宽度。由于缝的高度对能量分辨率只有很小的影响,因而它可以做得较大,以使分析器有较高的收集率。为了避免离子进入分析

器时能量发生变化,入射缝处的电位应和离子源的电位或离子管道外壁的电位相同(一般是零电位),故在两极板上分别加上电位 $-\frac{V}{2}$ 、 $\frac{V}{2}$,以使入射缝中心线是位于近似为零电位的等位面上。从上述分析可以看到,对于给定的 V 值,分析器一次只能分析一个能量的离子。为了能够在一次测量中分析离子的全能谱,可在两极板上加两个极性相反、幅度和周期相同的线性扫描电压,对离子束进行扫描测量。

实际上,上述 127° 圆柱静电分析器是一般的圆柱面静电分析器的特例,它的入、出口狭缝紧靠分析器。在一般情况下,如图8.1.11所示。对于开度角为 ϕ 的圆柱面静电分析器,若入口狭缝 S_1 位于离入口边界的 l_1 处(在平均半径 $R_0 = \frac{R_1+R_2}{2}$ 的圆柱面上入口边界处的切线上)。可以证明,以该点源发出的散角为 α 的离子正入射到分析器时,满足(8.1.7)式能量关系的离子将聚焦在 S_2 点上,它位于以 R_0 为半径的圆弧在出口边界的切线上,它到边界的距离为 l_2 (如图8.1.11所示),且 l_1 、 l_2 满足下列关系式:

$$\left. \begin{aligned} (l_1 - g_e)(l_2 - g_e) &= f_e^2, \\ g_e &= \frac{R_0}{\sqrt{2}} \operatorname{ctg}(\sqrt{2}\phi), \\ f_e &= \frac{R_0}{\sqrt{2} \sin(\sqrt{2}\phi)}. \end{aligned} \right\} \quad (8.1.11)$$

其中

可以证明,当物缝宽度无限小,象缝宽度为 Δr_2 时,分析器的分辨率为

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\Delta r_2}{R_0[1 - \cos(\sqrt{2}\phi)] + \sqrt{2}l_2 \sin(\sqrt{2}\phi)}; \quad (8.1.12)$$

且当 $\phi = \frac{\pi}{\sqrt{2}}$, $l_1 = 0$ 时,由(8.1.11)和(8.1.12)式就可以得到前面所导出的有关 127° 圆柱面静电分析器的一切结果。

平行板静电分析器 平行板静电分析器是偏转型静电分析器当中结构最简单的一种,只需要两个平行板电极,以形成均匀静电场。图8.1.12给出了一般形式的平行板静电分析器结构示意图,一个狭缝源位于 O 点,发射能量为 E 的正离子,它们以入射角为 θ 、散射角为 2α 经入射缝射入均匀静电场。它们在静电场 $\mathcal{E} = \frac{V}{d}$ (V 为两极板电压, d 为两板间距)的作用下,经出射缝出射,成像在 I 处。离子的运动可分为两部分,一部分是在均匀静电场中的曲线运动,另一部分是在无场区的直线运动。由这两部分的运动方程,我们可求出物点 O 和象点 I 之间的水平距离为:

$$l = (h_1 + h_2) \operatorname{ctg} \theta + \frac{2Ed}{ZeV} \sin 2\theta, \quad (8.1.13)$$

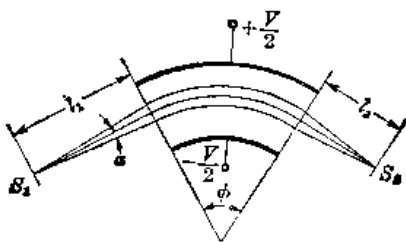


图 8.1.11 圆柱面静电分析器

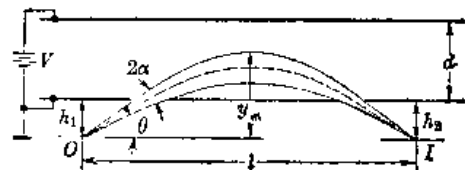


图 8.1.12 平行板静电分析器

其中 h_1 、 h_2 分别为物、象点到下极板的垂直距离。将 l 对 θ 角求微商, 并令 $\frac{dl}{d\theta} = 0$, 就可求得一级聚焦象的条件是

$$h_1 + h_2 = \frac{4Ed}{ZeV} \cos 2\theta \sin^2 \theta. \quad (8.1.14)$$

当物点的位置及入射角 θ 已给定时, 由上两式就可以确定经过分析器后所得到的一级聚焦象的位置 (h_2 、 l)。此外将 (8.1.14) 式代入 (8.1.13) 式, 还可求出具有上述成象条件的离子能量与极板间电压 V 之间有如下关系:

$$E = \frac{Zel}{8d \sin \theta \cos^3 \theta} V. \quad (8.1.15)$$

离子飞行的最大高度为

$$y_m = h_1 + \frac{Ed}{ZeV} \sin^2 \theta. \quad (8.1.16)$$

当 $\theta = 45^\circ$ 时, 从 (8.1.14) 式可以得到聚焦条件是 $h_1 + h_2 = 0$, 即 $h_1 = h_2 = 0$, 物、象点分别在入射、出射口上; 再根据 (8.1.15)、(8.1.16) 式, 可进一步得到

$$\left. \begin{aligned} E &= \frac{Zel}{2d} V, \\ y_m &= \frac{Ed}{2ZeV} = \frac{l}{4}. \end{aligned} \right\} \quad (8.1.17)$$

由此可见, 对于给定的几何尺寸 d 、 l , 粒子能量与电压 V 成正比, 因而可利用它来分析粒子能量。此外, 当电压给定时, 粒子能量 E 与射程 l 成正比。因此, 在下极板上可以同时开几个出射缝, 用来同时分析几种不同能量的离子。 45° 平行板静电分析器可以多道应用, 这是它的突出优点, 特别是在高温等离子体诊断中, 等离子体多是脉冲式的, 而我们又经常需要测量粒子能谱随时间的变化, 这就要求能在较短的时间内测出一个能谱, 因而多道测量就显得更加重要。此外, 由上式还可看到, 离子在分析器中飞行的最大高度为 $\frac{l}{4}$, 因此为了使被分析的粒子不碰到上极板上, 必须保证 $d > \frac{l}{4}$ 。由于 45° 平行板静电分析器受 $d > \frac{l}{4}$ 条件的限制, 它与圆柱面静电分析器相比, 分析相同能量的粒子, 它所需要的工作电压较高, 因而它只能用于分析较低能量的粒子 ($E < 100 \text{ keV}/Z$), 这是它的主要缺点之一。可以证明, 若考虑入射离子束角分散所引起的象差, 则 45° 静电分析器的能量分辨率为:

$$\frac{\Delta E(fwhm)}{E} = \frac{\Delta l}{l} + \frac{1}{2} \alpha^2 - \frac{1}{3} \alpha^3, \quad (8.1.18)$$

其中 $\Delta l = \frac{\Delta l_1 + \Delta l_2}{2}$, Δl_1 、 Δl_2 分别为入射、出射缝宽。

将 (8.1.13) 式对 θ 求一阶、二阶微商 (设 h_1 、 h_2 不变), 并令 $\frac{dl}{d\theta}$ 、 $\frac{d^2l}{d\theta^2}$ 分别等于零, 就可求得平行板静电分析器具有二级聚焦特性的条件是:

$$\left. \begin{aligned} h_1 + h_2 &= \frac{4Ed}{ZeV} \cos 2\theta \sin^2 \theta, \\ h_1 + h_2 &= -\frac{8Ed}{ZeV} \sin^4 \theta. \end{aligned} \right\} \quad (8.1.19)$$

求解上式进一步可得二级聚焦的条件是

$$\left. \begin{aligned} \theta &= 30^\circ, \\ h_1 + h_2 &= \frac{Ed}{2ZeV} \end{aligned} \right\} \quad (8.1.19')$$

由此可见, 当入射角 $\theta = 30^\circ$ 时, 平行板静电分析器可有二级聚焦性能, 其聚焦性能比 45° 静电分析器好。但这时它的物点和象点都在下极板外。对于给定的电压值 V 和源的位置 h_1 , 不同能量 E 的离子的象点将落在下极板外的一条直线上, 该直线与下极板的夹角为 $\beta = \tan^{-1}\left(\frac{\sqrt{3}}{9}\right)$, 它与下极板的交点到点源的水平距离为 $l_0 = 3\sqrt{3}h_1$ 。而射程 l 与能量的关系为:

$$E = \frac{2\sqrt{3}}{9} \frac{ZeV}{d} l_0. \quad (8.1.20)$$

这时分析器的分辨率由物点和象点狭缝宽度 Δl_3 、 Δl_4 决定, 若同时考虑入射角分散所引起的象差, 则其分辨率:

$$\frac{\Delta E(fwhm)}{E} = \frac{\Delta l_3 + \Delta l_4}{2l} + \frac{4\sqrt{3}}{9} \alpha^2.$$

由上述分析可以看到, 30° 静电分析器的一个重要优点是它具有二级聚焦特性。其缺点是由于它存在无场飞行段, 因而当分析的能量范围与 45° 分析器相同时, 30° 分析器的尺寸比较大, 且结构也较复杂些。

磁分析器 磁分析器也有多种形式, 磁场方向垂直于粒子速度方向的磁分析器是粒子分析中常用的形式。这里我们主要讨论这类具有横向磁场的磁分析器。我们已熟知, 带电粒子在垂直于磁场方向运动时, 它要作回旋运动, 其运动方程:

$$\frac{M_i v^2}{R} = Ze v B,$$

即

$$BR = \frac{M_i v}{Ze}. \quad (8.1.21)$$

可见它是一种按动量分析粒子的仪器, 粒子的动量与 BR 值成正比, 即与磁感应强度和曲率半径的乘积成正比。这样, 可以固定 B 值, 根据不同的曲率半径 R 来分析粒子; 或者也可以固定 R 值, 即固定粒子的运动轨道, 通过改变磁感应强度来选出不同动量的粒子。最简单的一种磁分析器就是半圆聚焦磁分析器, 如图 8.1.13 所示, 它是由两个相对的半圆形磁极所组成, 入射、出射缝都在磁极面的直径边界上。当一束离子在垂直于磁场边界(直径边界)方向上射入均匀磁场时, 磁场将把它们按不同动量分离开来, 并聚焦在直径边界的不同点上, 其曲率半径与离子的动量成正比。动量分辨率为

$$\left. \frac{\Delta(M_i v)}{M_i v} \right|_{fwhm} = \frac{\Delta l}{4R} + \frac{\alpha^2}{4}, \quad (8.1.22)$$

其中 Δl 为入射、出射缝宽度(等宽度), 2α 为离子束在入射缝处的小散角。这种磁分析器的

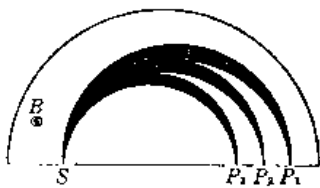


图 8.1.13 半圆聚焦磁分析器

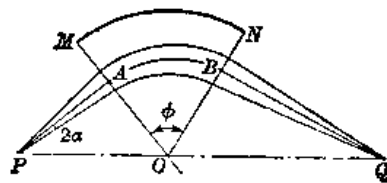


图 8.1.14 扇形磁分析器的成象特性

优点是结构比较简单、紧凑(与下述的扇形磁分析器相比),可以同时分析多种成分。其缺点是磁极面积比扇形分析器大,因而比较笨重,且探测器就在磁场边沿,受磁场的影响比较大。

另一种常用的磁分析器就是扇形聚焦磁分析器。它和半圆聚焦磁分析器本质上是相同的,原理上没有什么区别,半圆聚焦分析器则是扇形分析器的一个特例。如图 8.1.14 所示,扇形面积 MON 代表一圆心为 O , 开度角为 ϕ 的均匀扇形磁场区域(区域外磁场为 0)。由离子光学可以证明,从任意一个点源 P 发出的散角为 2α 的离子,射向扇形均匀磁场并经偏转后,它们将会聚于另一点 Q (实际上是会聚于通过 Q 点而垂直于纸面的一条线上)。在正入射的情况下,即离子束的中心射线沿垂直于磁场边界的方向射入磁场,并且沿 O 点为心的圆周运动,即曲率半径 R 满足(8.1.21)式时,物点 P 、象点 Q 和顶点 O 将在一直线上。这时扇形磁场的这种成像特性,也可以用与几何光学的厚会聚透镜相类似的公式来表示:

$$\left. \begin{aligned} (l_1 - g)(l_2 - g) &= f^2; \\ g &= R \cdot \operatorname{ctg} \phi; \\ f &= \frac{R}{\sin \phi}, \end{aligned} \right\} \quad (8.1.23)$$

其中 g 代表焦点(平行的入射束的会聚点)到磁场边界的距离, f 代表焦距, l_1 、 l_2 分别表示物、象点到磁场边界的距离。由此可见,动量不同的离子,它们的焦距也不同,因而经磁场偏转后将会聚在不同的象点上。由于扇形磁分析器所使用的磁极面积小、重量轻,而且在结构上有很大的灵活性,同时可在离子光学方面采取措施(特殊形状的磁场边界),实现较好的聚焦性能,因而获得较广泛的应用。在上述讨论中,我们是假设磁场有尖锐的边界,实际上在磁场边界附近存在弥散磁场,它对粒子轨迹有影响,特别是在磁极间距比较大时影响比较严重,对上述计算要做比较大的修正,这时最好是通过实验来标定。

磁分析器所用的磁场,可以用永久磁铁,也可以用电磁铁,但它们都需要一个铁轭,以形成低阻磁路,使空间磁场集中于两磁极面之间狭小的区域内。图 8.1.15 是单轭型电磁铁结构示意图,磁极面制作成所需的形状。当在线圈中通入直流电流时,并调节电流的大小,在磁面间隙中就可以得到所需的磁场。磁感应强度的大小可以由磁路定律求出。由于磁阻主要在磁面的间隙部分,令其间隙高度为 d , 磁面面积为 S , 则根据磁路的欧姆定律有:

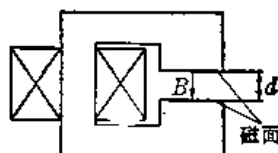


图 8.1.15 电磁铁的基本结构

$$\begin{aligned} BS &= \mu_0 \frac{S}{d} (nI), \\ B &= \mu_0 \frac{nI}{d} = 4\pi \times 10^{-7} \frac{nI}{d} \quad (\text{T}), \end{aligned} \quad (8.1.24)$$

式中 nI 为线圈的安匝数,也就是所谓磁动势, $\mu_0 \frac{S}{d}$ 为磁导, BS 为磁通量。由上式可知,对于给定的 B 值,间隙高度 d 越大,所需要的安匝数也越大,可见磁面间隙高度的选择是很重要的。减小间隙高度,可使安匝数减少,电磁铁轻便些,且可缩短弥散磁场的作用范围;另一方面增大间隙有利于增加离子束高度,从而可提高仪器的灵敏度。因而磁面间隙要根据不同需要加以适当选择。

飞行时间分析法 其工作原理很简单,即令同一时刻从同一点源发出的不同能量的粒

子, 经过一段飞行距离 L 后, 它们将按不同的飞行速度先后到达探测器, 这样就可以纯粹按速度来分析粒子。对于重粒子, 在聚变能量范围内可不考虑相对论效应, 粒子动能 $E = \frac{1}{2} M v^2$ 。若动能 E 用 eV 为单位, 质量 A 以 amu (原子质量单位) 为单位, 那么其速度为

$$v = 1.44 \times 10^4 \sqrt{\frac{E}{A}} \quad (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})。 \quad (8.1.25)$$

对于高能电子, 则要考虑相对论效应, 这时的速度公式为

$$v = c \left[1 - \left(\frac{1}{1 + E/m_{e0}c^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (8.1.26)$$

其中 $m_{e0}c^2$ 为电子的静止能量, 它约等于 0.51 MeV。这样, 利用快速探测器和快速电子电路技术, 就可以将同一时刻从同一地点发射的但不同时刻到达探测器的粒子分别探测、记录和显示出来, 然后根据 (8.1.25) 或 (8.1.26) 式, 就可以将所测得的速度谱变换成粒子能谱。它的优点是一次测量就可以将全部粒子分析出来。在有些快速的等离子体装置中, 例如激光爆聚、等离子体枪等, 它们的粒子几乎是同时同一地点产生的, 特别适宜于用飞行时间法分析。对于维持时间较长的等离子体就得采取一些措施, 例如使离子通过一个偏向电场, 又在一瞬间撤除偏向场, 使粒子飞向探测器, 于是粒子的出发点就一致了。由于快速电子电路的发展, 采用这种飞行时间法进行粒子分析已日益增多。

此外, 也还有其它的飞行时间分析方法, 例如可按离子在均匀磁场中回旋一周所需的时间 τ 来分析, 因为离子的回旋周期只与 B 及 $\frac{M_i}{Z}$ 有关, 因此若 B 已知, 只要测出回旋周期 τ , 就可以求得离子的 $\frac{M_i}{Z}$ 值。

§ 8.1.4 粒子测量方法^[20~28]

在粒子分析仪器中, 常用以下的几种探测器测量低能 (能量在几十 keV 以下) 粒子 (主要是离子, 有些探测器也可用来测量中性原子)。

法拉第筒 法拉第筒的结构是很简单的, 如图 8.1.16 所示, 它用一个收集极收集离子, 输出电荷就等于离子总电荷。如果入射粒子是单一电荷态的离子, 且电荷态是已知的, 那么

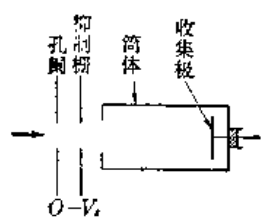


图 8.1.16 法拉第筒结构示意图

从收集极所输出的电流就可以测定入射的离子流强。但是, 用法拉第筒测定离子电流时, 必须注意避免二次发射电子对测量结果的影响, 因为快速离子打到金属表面 (收集极) 上会产生二次电子发射。此外, 随离子流入射的还可能有快中性原子、X 射线和真空紫外光, 它们也会引起二次电子发射。二次电子发射的结果, 使收集极输出电流增加, 从而使得测定的离子流强偏高。为避免二次电子发射所造成的测量误差, 常把收集极做成深筒状 (故亦称其为

法拉第筒), 并在其入口处加一带负电位 (相对于收集极) 的栅板, 使二次发射电子不致逸出筒外。同时, 为避免入射离子打到抑制栅板上时发射的二次电子被收集极所收集, 使输出电流减小, 故常在抑制栅板外再加一限制孔 (图 8.1.16), 从而使入射离子不能打到抑制栅板上; 同时限制孔的电位是地电位, 因而从限制孔发射的二次电子仍被抑制栅板所抑制, 不会被收集极所收集。此外, 有时还可用电磁场使离子偏转一方向后, 再由法拉第筒收集, 这样就可以避免 X 射线和紫外光等所造成的干扰。法拉第筒的输出和电离室相类似, 由于它本身

没有放大作用,输出信号常常是很微弱的,需要用低噪声的放大器加以放大。所以它的灵敏度是不高的,难以测量很微弱的离子流。其主要优点是能用它作绝对测量。

此外,也可以利用二次电子发射现象,做成二次发射型法拉第筒。这就是在筒内另加一个与筒体电绝缘的收集极而构成的。因为实验表明,当 $E \geq 500 \text{ eV}$ 时,能量相同的中性原子及其离子的二次发射系数基本上是相同的,与电荷态无关,因此二次发射型法拉第筒可以用来直接测量中性原子。当用二次发射型法拉第筒测量中性原子时,可将筒体加上足够大的正电位(相对于收集极),使中性原子流射在收集极上所产生的二次电子都被筒体所收集。在这种条件下,如果入射的中性原子流为 n (原子/秒),收集极的二次发射系数为 δ ,则收集极或筒体的输出电流均为

$$I = \delta en_0. \quad (8.1.27)$$

如果收集极的二次发射系数 δ 已知,则由上式就可求出入射的中性粒子流。利用二次发射型法拉第筒也可以测定收集极的二次发射系数,它的测量方法如下:将已知能量的离子束射入法拉第筒,先在筒体加正电位的情况下测得收集极电流 I_1 :

$$I_1 = (\pm Z + \delta) e N_i; \quad (8.1.28)$$

然后使筒体加负电位的情况下,测收集极电流,或者将筒体和收集极连在一起,测其总电流 I_2 , 此时 I_2 为:

$$I_2 = \pm Z e N_i. \quad (8.1.29)$$

则由上两式就可求出二次发射系数如下:

$$\delta = \frac{I_1 - I_2}{I_2} Z. \quad (8.1.30)$$

由上式可以看到,当 $I_1 \simeq I_2$ 时,由上式测得的 δ 值误差比较大。为改善测量精度,可在外筒加正电位的情况下,测外筒的收集电流 I'_1 , 这时 I'_1 为:

$$I'_1 = \delta e N_i, \quad (8.1.31)$$

由上式和(8.1.29)式,就可求得二次发射系数为

$$\delta = \frac{I'_1}{I_2} Z. \quad (8.1.30')$$

图 8.1.17 给出了用这种方法测得的 H^+ 射在铜收集极上的二次发射系数曲线。在图示的能量范围内,氢原子的二次发射系数与之相差不超过 10%。对于 D^+ 或 D , 二次发射系数与同速度的 H^+ 的 δ 值相同。在使用现成的二次发射系数数据时,要注意到二次发射系数不仅与发射材料有关,而且还与发射面的表面状态有关。

离子干板 它就是用于测量离子的照相底片,是在平整的玻璃板上涂一层薄的高银盐浓度的乳胶而制成的,乳胶层厚度约 $2 \sim 3 \mu\text{m}$,离子在乳胶层中的射程只有零点几 μm ,不过离子除了直接使银盐感光外,还可能先激发出光子,再间接感光。干板感光后所形成的黑度,基本上就标志其所测的离子电流的大小。离子干板测量离子流的过程是累计的,原则上只要增加测量时间就可以测量任意小的离子流。实际上,在大多数情况下其测量时间是受限制的,故其灵敏度只可达到相当于 10^{-18} A

左右。在使用离子干板测量离子时,要注意避免紫外光、X 射线及其它辐射等造成的干扰;

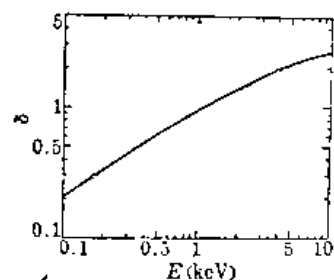
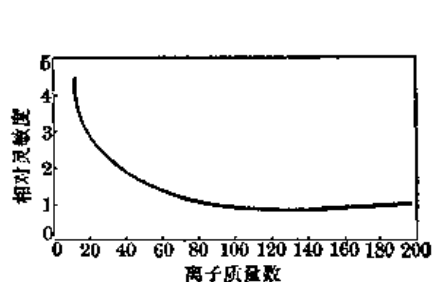
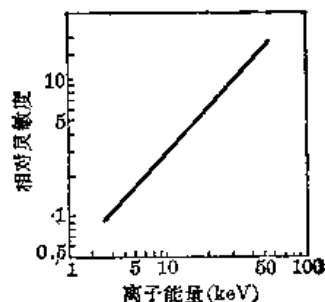


图 8.1.17 H^+ 射在铜靶上的二次发射系数曲线

此外,用作定量测量时,要事先标定干板的曝光特性曲线。离子干板的曝光特性基本上与普通的照相底片相类似,不过要注意到不同能量和质量的粒子的曝光灵敏度是不同的,即当每单位面积所接收的粒子数相同时,不同能量和质量的粒子所产生的黑度是不相同的。图 8.1.18a、b 分别给出了不同离子质量和同一种离子不同能量的相对灵敏度曲线。其次,在作定量测量时,底片的处理条件要保持一致。用离子干板测量离子的主要优点是:易制成大面积干板,可用于同时测量多种离子流;结构简单,且抗电磁干扰,工作稳定可靠。其缺点是:测量精度较差,数据处理麻烦。



(a) 离子干板相对灵敏度与离子质量的关系



(b) 离子干板相对灵敏度与离子能量的关系

图 8.1.18

电子倍增器 在 § 4.3 中,我们已介绍了用开窗式电子倍增器可以测量真空紫外光,同样它也可用来测量低能离子。为了提高离子打出的二次电子数,电子倍增器的第一个倍增极常用具有高的二次发射系数的材料,如活化的 Cu-Be 合金、 Al_2O_3 等。这类电子倍增器的增益可达 $10^5 \sim 10^8$, 测量范围为 $10^{-10} \sim 10^{-19} \text{A}$, 响应时间为 $10^{-6} \sim 10^{-9} \text{s}$ 。其主要缺点是暴露大气后性能变坏,这一问题目前仍没有完全解决。此外,它的结构复杂,体积较大,不便于多道应用。

通道式电子倍增器和微通道板 通道式电子倍增器也可用于低能离子测量。正如第四章所述,这类电子倍增器性能稳定,暴露大气后性能基本不变,而且本底计数率低(可低达 0.03 脉冲/秒),增益高,体积小,重量轻,特别适于作弱离子流测量。通道式电子倍增器用于离子测量时,多数以脉冲计数工作方式应用,其测量范围约为 $10^{-20} \sim 10^{-14} \text{A}$, 这时常使倍增器的瞬时增益达到饱和,输出脉冲幅度分布比较均匀,便于用幅度甄别的方法将噪声脉冲甄别掉。当倍增器以脉冲计数方式应用时,常常先作出它的坪特性,如图 8.1.19 所示,它给出了当输入粒子流强不变时,倍增器的输出计数率随工作电压变化曲线。由图可见,在适当的放大和甄别条件下,当工作电压达到某一点时(即图上 A 点),输出计数率曲线就出现平坦的坪区。倍增器的工作点最好置于比该点电压高 50~100 V 处(即图中 B 点,一般在 2500~3000 V 之间)。所以,工作电压以达到并略高于产生增益饱和的电压为宜,电压过高增益不会增加多少,反面会引起虚假计数(例如离子反馈现象),表现为坪特性的上翘。所以应用倍增器时,要时常检验其工作电压是否适当。倍增器的最重要参数之一是探测效率,图 8.1.20a、b 是这类电子倍增器对 H^+ 、 Ar^+ 和电子的典型的探测效率曲线。由图可见,当质于能量为 1 keV 以上时,电子倍增器对其探测效率就可达 85% 以上。为使倍增器对 1 keV 以下的 H^+ 也有较高的探测效率,可用

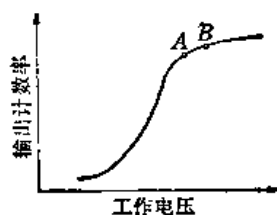


图 8.1.19 倍增器输出计数率与工作电压的关系曲线(输入流强不变)

饱和的电压为宜,电压过高增益不会增加多少,反面会引起虚假计数(例如离子反馈现象),表现为坪特性的上翘。所以应用倍增器时,要时常检验其工作电压是否适当。倍增器的最重要参数之一是探测效率,图 8.1.20a、b 是这类电子倍增器对 H^+ 、 Ar^+ 和电子的典型的探测效率曲线。由图可见,当质于能量为 1 keV 以上时,电子倍增器对其探测效率就可达 85% 以上。为使倍增器对 1 keV 以下的 H^+ 也有较高的探测效率,可用

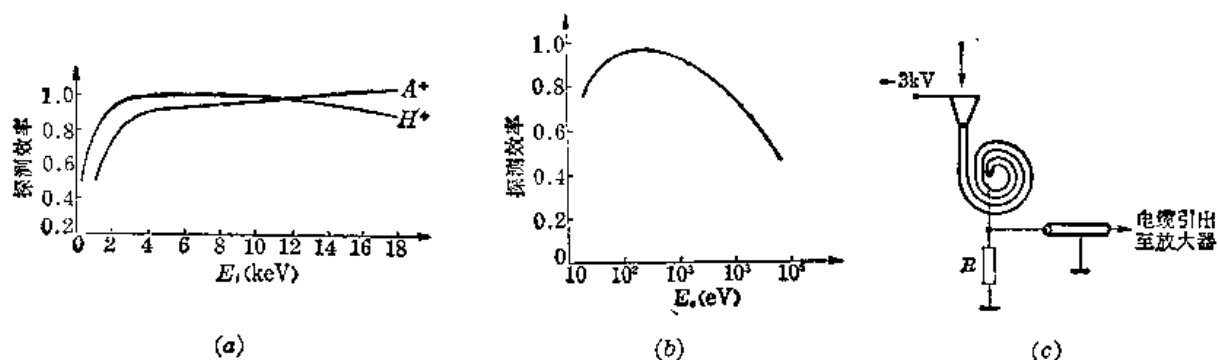


图 8.1.20 通道式电子倍增器对 H^+ 、 Ar^+ (a)和电子(b)的探测效率,及前加速探测的偏置电路(c)

前加速的方法探测,如图(c)所示,在倍增器入口处加负高压,末端通过负载电阻 R 接地,使粒子在到达倍增器入口时均已被加速到 3 keV 以上,从而使倍增器对所有的 H^+ 都有较均匀而高的探测效率。

微通道板(MCP)是由 $10^4 \sim 10^7$ 个微型通道式电子倍增器所组成,每个通道管的直径 $10 \sim 100 \mu m$,长径比 $40 \sim 100$,通道管的轴通常与垂直于板表面线有小的偏角(约 8°),电极间的总电阻为 $10^9 \Omega$ 量级,增益 $10^4 \sim 10^7$ 。其工作原理与单管通道式电子倍增器完全相同,它相当于许多单管电子倍增器并联应用。它也可以有两种方式工作——直流和脉冲计数方式。其重要特点是它具有高的空间分辨能力,其空间分辨能力仅由单管的直径和管间距决定,典型的可达 $15 \mu m$ 。它可用来空间分辨地探测电子、正离子、紫外和软 X 射线辐射等,对能量为 $2 \sim 50$ keV 的正离子的探测效率可达 $60 \sim 85\%$ 。其次,由于它尺寸小,管内电场高,因而对磁场不灵敏,当轴向磁场高达 2 kG,或横向磁场高达 700 G 时,它的性能基本上不变,因而可在有杂散磁场的环境下应用。脉冲应用时,其最高计数率可达 10^6 Hz 量级(随机脉冲),且本底计数低,在室温下小于 1 计数/厘米²,总寿命大于 2×10^{10} 计数/毫米²。它在直流状态下工作时,输出电流直到工作电流(在 1 kV 时约有几 μA 的工作电流)的 10% 时,其增益仍是常数。

二次发射-闪烁计数器 利用转换电极的二次电子发射和闪烁计数器组成的探测器,也可以用来探测弱离子流,常称它为闪烁离子探测器。其结构大致如图 8.1.21 所示。待测离子在转换电极(加负高压)的加速电场作用下,加速地打到转换电极上,使离子转换成电子。所产生的次级电子又在转换电极和闪烁体间的加速电场作用下加速,并以足够大的能量轰击闪烁体,它所产生的光子由光电倍增管探测。当待测离子是正离子时,离子源和闪烁体都可以是零电位,只需将转换电极加负电位,就可以同时获得加速离子和电子的加速电场。加速电压越高,得到的二次电子和光子数目也越多,从而提高信噪比;但加速电压也不宜过高,电压过高会产生气体放电、场致发射等干扰,造成假脉冲,从而可能会使信噪比反而降低。因而,加速电压有一个最佳范围,一般在 $1 \sim 2$ 万伏。为了避免尖端放电,转换电极表面必须是高光洁度的。由于电子的穿透深度不大,所以闪烁体的厚度不宜太厚(例如在 1 mm 以下),且常用的闪烁体是塑料闪烁体和玻璃闪烁体,也有用 CsI(Tl)晶体的。闪烁体外可蒸镀一极薄的铝层(约 1000 \AA 厚),作为光的反射层,

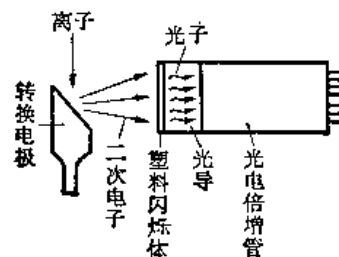


图 8.1.21 二次发射-闪烁计数器

同时也可作为导电层,用以加所需的电位。闪烁体与光电倍增管之间,可加光导层,它还可兼作真空密封窗,这样光电倍增管可以放在真空室外。这种探测器的灵敏度高,最高达 10^{-29}A ,且性能稳定,可测量大截面离子束,这是它的主要优点。其缺点是结构比较复杂,体积比较大,使用远不如通道式电子倍增器方便。

§ 8.1.5 中性粒子能谱仪及其标定^[29~42]

中性粒子能谱仪主要是由剥离室、粒子分析器和探测器所组成,用来测量从等离子体中逃逸的快中性原子能谱,并由此测定等离子体中心的离子温度。由前述可知,剥离室主要是用来使逃逸的快中性原子剥离一个电子,变成便于分析、测量的离子。随后的粒子分析器和探测器则是用来分析离子的能量或动量,并按不同的能量或动量记录离子,从而得到离子的能量分布。

如何从能谱仪测得的离子能谱推算等离子体中的离子能谱分布呢?这实际上是个比较复杂的问题,在这里我们简单地分析如下。根据(8.1.2)式,单位体积等离子体中每单位时间产生的能量在 E 到 $E+dE$ 之间的快中性原子数为

$$dN_0 = N_B(r) N_i(r) f(r, E) \sigma_{ce}(E) \sqrt{\frac{2E}{M_i}} dE. \quad (8.1.32)$$

如果谱仪的有效接收立体角为 Ω , 它近似为 $\frac{\pi}{4} d^2/L^2$, d 为剥离室入射、出射孔内径, L 为剥离室到等离子体中心的距离;并设所产生的快中性原子是各向同性的,则单位时间进入谱仪剥离室的快中性原子数是

$$\Phi_0(E) = A \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Omega}{4\pi} N_B(r) N_i(r) f(r, E) \sigma_{ce}(E) \sqrt{\frac{2E}{M_i}} \exp[-\lambda(r, E)] dr, \quad (8.1.33)$$

其中 A 是谱仪在观察方向上所看到的等离子体平均截面; $\exp(-\lambda)$ 是考虑快中性原子在向外逃逸过程中被重新电离而引入的衰减因子, λ 可用下式表示:

$$\lambda(r, E) = \int_a^r N_e(r') \sigma_T(E) dr', \quad (8.1.34)$$

其中 $\sigma_T(E)$ 是中性原子的总衰减截面。进入剥离室的中性原子离子化后,射入分析器进行分析,最后被探测器所探测。因此,探测器的输出信号为:

$$n(E_i) = \int_{E_1}^{E_2} \Phi_0(E_i) \cdot \eta(E_i) G \rho(E_i) dE_i = \Phi_0(E_i) \eta(E_i) A \rho(E_i) \Delta E_{eff} = B(E_i) \Phi_0(E_i), \quad (8.1.35)$$

式中 E_1 、 E_2 是分析器中每一道每一次测量所包括的粒子能量范围的上、下限; $\eta(E_i)$ 是剥离效率; G 是与能量无关的系数,它包括分析器出口缝处和电子倍增器入口处所加的用来屏蔽静电场的栅网的透射率、分析器进口和入射缝的高度、分析器出口和出射缝高度、探测器孔径所造成的几何因素等,它们虽然与能量无关,但是在多道分析器中,每一道的 G 因子是不一定相同的; $\rho(E_i)$ 是其它与能量有关的因子,它包括分析器的窗口函数以及探测器的探测效率等因素; ΔE_{eff} 是在积分区间将各个系数看作常数而得出的等效能区,它近似为 $E_2 - E_1$; 至于 $B(E_i)$ 则为总的转换系数。将(8.1.33)式代入(8.1.35)式,即得到:

$$n(E_i) = \frac{\Omega}{4\pi} A B(E_i) \sigma_{ce}(E_i) \sqrt{\frac{2E_i}{M_i}} \int_{-\infty}^{\infty} N_B(r) N_i(r) f(r, E_i) \exp[-\lambda(r, E_i)] dr, \quad (8.1.35')$$

或

$$A \int_{-a}^a N_B(r) N_i(r) f(r, E_i) \exp[-\lambda(r, E_i)] dr \\ = n(E_i) \left[\frac{\Omega}{4\pi} B(E_i) \sigma_{ce}(E_i) \sqrt{\frac{2E_i}{M_i}} \right]^{-1}.$$

由此可见,即使当等离子体离子的分布函数是麦克斯韦分布,由中性粒子能谱仪测量导出的离子能谱一般是不符合麦克斯韦分布的,而是如图 8.1.22 曲线 ① 所示,如 § 8.1.1 所述那样呈现出“双温度”的能谱分布,即曲线低能部分上翘,而能谱中的高能部分主要是中心区形成的快中性原子的贡献。故当取能谱的高能部分,且衰减效应可忽略时,则(8.1.35')可近似地化为:

$$N_B(0) N_i(0) f(0, E_i) A \Delta r = n(E_i) \left[\frac{\Omega}{4\pi} B(E_i) \sigma_{ce}(E_i) \sqrt{\frac{2E_i}{M_i}} \right]^{-1}. \quad (8.1.36)$$

如果假设离子分布函数 $f(0, E_i)$ 是麦克斯韦分布:

$$f(0, E_i) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{E_i^{1/2}}{(kT_i)^{3/2}} \exp\left[-\frac{E_i}{kT_i(0)}\right], \quad (8.1.37)$$

则由函数

$$S(E_i) = n(E_i) [B(E_i) \sigma_{ce}(E_i) E_i]^{-1} \quad (8.1.38)$$

的半对数曲线的斜率就可以推算等离子体中心的离子温度。实际上,用这种方法推算的等离子体中心的离子温度会偏低,因为它没有考虑快中性原子逃逸过程中的衰减效应,特别是当等离子体密度较高,半径较大,从而使快中性原子在等离子体中的平均自由程 λ_0 小于等离子体半径 a 时,这个衰减效应的影响就很严重,有可能使得用上述方法求得的 T_i 值显著偏低。所以,精确的测量须对衰减效应进行修正,这些修正过程比较复杂,要根据密度的轮廓应用电子计算机进行数值计算。

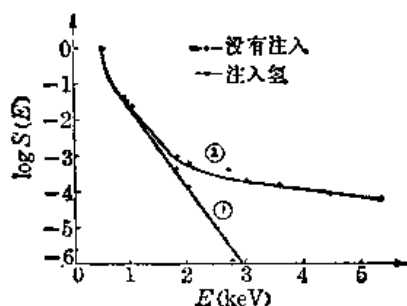


图 8.1.22 用中性能谱测得的典型的离子能谱

- ① 中性注入加热前的能谱
- ② 中性注入加热后的能谱

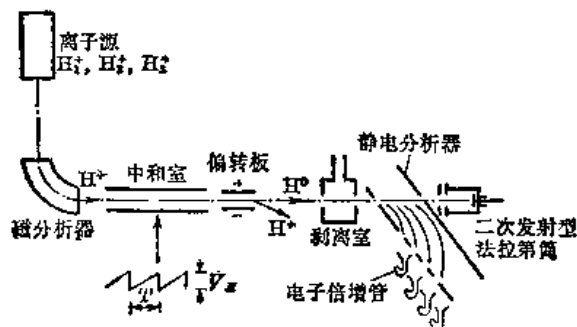


图 8.1.23 中性粒子能谱仪的标定装置

从(8.1.35)式我们可以看到,为了能够从谱仪测得的谱 $n(E)$ 正确地推算逃逸中性粒子谱,关键问题是在于精确标定谱仪的校正因子 $B(E)$, 这也就是谱仪标定工作的主要内容。图 8.1.23 是一种利用平行板静电分析器作成的多道中性粒子能谱仪及其标定设备的示意图。由离子源产生的能量可调的离子束,经磁分析器选出的单能的 H^+ 束射入中和室,通过和气体分子电荷交换反应后产生快中性原子,其后的偏转板用于去除剩余离子,并用来猝灭 H^0 的亚稳态,于是经过偏转板后就得到单能的中性 H^0 束,这个 H^0 束就用来测量校正因子

$B(E)$ 。从前述可知, $B(E)$ 包括 $\eta(E_i)$ 、 $\rho(E_i)$ 、 ΔE_{eff} 等因子, 若要逐一标定各因子是相当麻烦的。因此, 一种比较简便的标定方法可以一次整个标定 $B(E)$ 因子。其标定方法如下述: 在图 8.1.23 的中和室上加一个锯齿波电压, 其幅度为 V_M , 周期为 T , 离子进入中和室时能量受到调制, 每一周期内其能量为

$$E(t) = E_0 - \frac{V_M}{T} t_0. \quad (8.1.39)$$

在中和室中产生的中性原子能量就等于离子能量 $E(t)$, 于是有个谱分布, 相应地按单位能量间隔计算的中性粒子流为

$$\frac{dI'_0}{dE} = \frac{J_0}{V_M}, \quad (8.1.40)$$

其中 J_0 是中性粒子总流量, 它可以由二次发射型的法拉第筒测量。具有能谱分布的中性粒子流进入剥离室后, 将产生能散的 H^+ 束, 它经分析器分析后由探测器测量。设法拉第筒所测得的中性粒子电流为 J_0 , 而分析器分析后的离子计数率为 n' , 则可以证明 J_0 、 n' 与 $B(E^*)$ 有如下关系:

$$B(E^*) = \frac{en'}{J_0} eV_M \delta(E^*), \quad (8.1.41)$$

其中 E^* 是被分析离子的平均能量, $\delta(E^*)$ 是法拉第筒的二次发射系数。因此, 通过一次测量由上式就可以测定一个能量的校正因子 $B(E)$ 。但是, 要注意到, V_M 不要大, 以保证在该能量调制范围内电荷交换效率(中和效率和剥离效率)和二次发射系数以及束的发散程度等基本不变, 从而可视 $\frac{dI'_0}{dE}$ 为常数; 另一方面 V_M 又不能太小, 以保证离子的能量范围 $\Delta E = eV_M$ 能够覆盖所标定的分析器中某一道的全部出口。此外, 在标定时还要注意使进入中和室前的离子束中尽量不包含中性原子, 因为它们是不受调制的, 否则会使标定产生误差。

图 8.1.24 是一个在托卡马克装置上的中性粒子能谱测量的实验安排, 中性粒子能谱仪是用来测量等离子体环的小截面的法向逃逸粒子能谱的, 其中中性粒子注入器是辅助加热用的。图 8.1.22 的两条实验曲线就是用该装置测得的两个典型结果, 曲线 ② 是中性注入加热后测得的数据, 与曲线 ① 相比较, 可明显地看出中性注入加热的效果, 即离子温度提高了(斜率减小); 此外, 在能谱的高能端有明显的上翘, 这表明这部分注入的高能中性粒子尚未达到热动平衡。

当不要求质量分辨地测量逃逸粒子能谱时, 能谱仪只需要用一个静电分析器来分析粒子能量就可以了。常用的静电分析器是 45° 平行板静电分析器和 127° 圆柱面静电分析器, 前者便于多道测量, 后者可用于分析能量较高的粒子。现在随着等离子体参数逐渐向点火

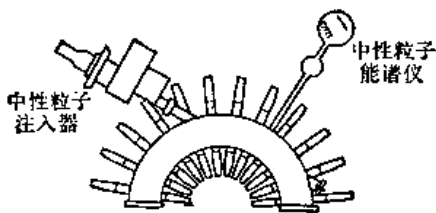


图 8.1.24 中性粒子能谱测量的实验安排

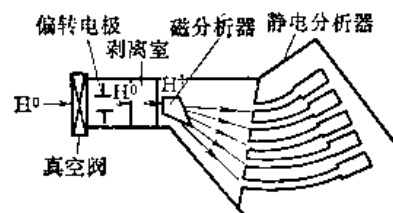


图 8.1.25 五道中性粒子质量-能量分析仪

条件接近,或者为了试验等离子体内的某些活动机制,许多装置采用氢、氘、氚等混合气体运行,这时就要求中性粒子能谱仪能够把不同质量粒子分离开,分别测量它们的逃逸粒子能谱。为此,能谱仪就必须同时采用磁分析和静电分析器,以实现质量分辨的能谱测量。图 8.1.25 是这种具有质量分辨能力的中性粒子能谱仪的一个例子。它是由一个磁分析器和五个圆柱面静电分析器所组成,通常静电分析器是用于能量分析,磁分析是用于动量分析和分离不同质量和动能乘积的粒子。因为它只要求分辨 H^+ 和 D^+ , 因此只要静电分析器的能量分辨率满足

$$\frac{\Delta E}{E} < 50\%,$$

就可以有效地分辨不同质量的粒子。例如,如果我们调节磁感应强度,使质量为 M 、能量为 E 的粒子偏转到对准某一道静电分析器的入射孔,这时质量为 $\frac{M}{2}$ 、能量为 $2E$ 或质量为 $2M$ 、能量为 $\frac{E}{2}$ 的粒子,由于它们的 ME 值都相同,因而它们都射到同一孔上,这时若调制静电分析器的电压使能量为 E 的粒子能透过分析器面被探测器所接收,则由于其分辨率为 $\frac{\Delta E}{E} < 50\%$, 故能量为 $\frac{E}{2}$ 或 $2E$ (即质量为 $2M$ 或 $\frac{M}{2}$) 的粒子就能被有效地滤除了。因此,该能谱仪具有质量分辨能力。但它一次只能测量一种质量数的粒子的能谱。在这种能谱仪的基础上,最近又发展了一种具有质量分辨的中性粒子能谱仪,它能在一次测量中同时

测量和记录 H^+ 、 D^+ 、 T^+ 三种离子的能谱,其结构如图 8.1.26 所示。谱仪是由电场和磁场平行的静电分析器(平行板)和磁分析器(180° 偏转磁场)所组成,被分析的离子垂直地射入电、磁场,则它们在该电磁场中的运动方程为

$$\frac{d}{dt}(M\mathbf{v}) = Ze(\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{E}).$$

离子在磁场的作用下将产生 180° 偏转,而在电场作用下将在平行于电场的方向上产生位移。由上述方程可求出离子在电磁场中的飞行时间为

$$t_j = \frac{\pi}{eB} \left(\frac{M}{Z} \right)_j, \quad (8.1.42)$$

其中下标 j 表示是第 j 种荷质比不同的离子。

由此可见它是与离子的初速度无关的。离子在电场方向(y 轴)上的位移为

$$y_j = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{e}{eB^2} \right) \left(\frac{M}{Z} \right)_j, \quad (8.1.43)$$

也是与初速度无关的,因此同一 $\left(\frac{M}{Z} \right)_j$ 比的离子将沿电场方向位移同一距离。此外,离子在垂直于 $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 的方向上的位移为

$$z_{jk} = \frac{2}{eB} \left(\frac{M}{Z} \right)_j v_{k0} \quad (8.1.44)$$

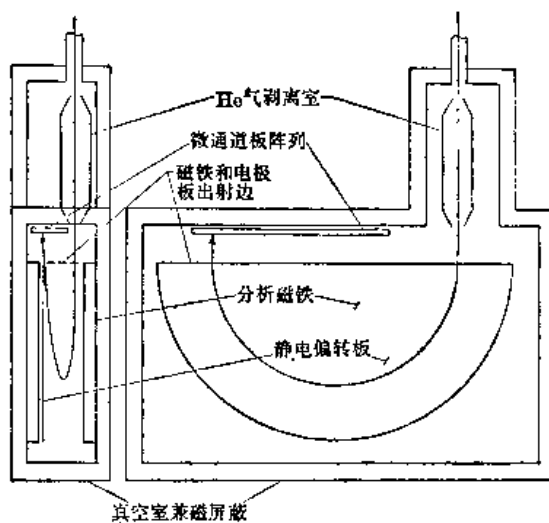
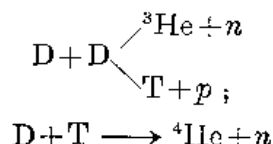


图 8.1.26 具有质量、能量分辨能力的 E/B 分析器

因此,在电磁场边缘出口处的收集平面上,将得到几行平行排列的离子,每一行对应于同一种荷质比;而每一行的离子又按其能量不同而分开来。如果我们将微通道板阵列分成几行放在收集平面上用来探测离子,这样我们就可以同时测量不同荷质比的粒子能谱。显然,这种谱仪比前一种谱仪优越多了,它一次测量所获得的信息量可比前者大好几倍。

§ 8.2 中子的测量^[43~52]

在聚变反应中,中子虽然不象在裂变反应中那样起着主导作用,但是它是聚变反应发生的主要标志,无论是 D-D 反应还是 D-T 反应:



都必然有中子产生。而且,中子穿透能力强,能够顺利地穿过装置的壁,可以在装置外进行测量。所以,热核中子的测量将是聚变反应堆中的主要诊断手段之一。目前的高温等离子体实验虽然还没有达到“点火”条件,但是在不少的装置中已经有中子产生,通过对中子的测量可以获得一些有关等离子体内部参数的资料。此外,中子本身以及中子与周围结构材料反应所产生的放射性同位素都是聚变实验装置上安全防护的主要问题,因而有必要对中子的测量问题进行专门的介绍。

§ 8.2.1 中子的基本特性及其防护

在讨论热核反应产生的中子之前,我们先简单介绍一下中子的一般特性及其防护问题。中子和质子组成原子核,在核内它们的特性是很相似的,可以把它们看作是一种粒子的两个状态。在原子核外,它们的特性就有很大的不同。中子质量比质子约重万分之八,它单独存在时是不稳定的,它将通过 β 蜕变转变为质子,半衰期约 13 分钟;而单独的质子就是氢原子核,它是可以长期稳定存在的。中子不带电使得它与物质的相互作用和质子有着明显的差别。中子和原子核外的电子没有库仑相互作用,在物质中它没有使分子或原子电离和激发等的能量损耗,因此可以顺利地穿过厚层物质,它在物质中的贯穿能力在某些情况下甚至比 γ 射线还要强。另一方面,中子与原子核的相互作用却要比质子等带电粒子容易得多。带电粒子要接近原子核产生核反应,必须要有足够的动能(一般在兆电子伏以上),以克服库仑力所形成的位垒,而中子甚至在热平衡运动能量下(室温时为 0.025 eV)也可以引起核反应。核反应的结果会形成高能的带电粒子,并且可能使原子核成为放射性同位素,以致长时期带有放射性。所以中子对人体的危害是很严重的。一旦可控热核反应装置能够产生强中子,就必须注意中子的防护问题。由于中子的上述特性,中子探测器也多半是利用中子产生的核反应。

中子与原子核反应的截面与中子能量及核的种类有着明显而复杂的关系,并且有着明显的共振特性。这说明了中子与核的反应实际上是分两步进行的:第一步是中子被吸收,形成所谓复核。由于中子和核内粒子间具有强的吸引力,所以它的结合能是负值。因而形成的复核总是处在不稳定的激发态,它将继续产生核蜕变。根据复核的不同结构,蜕变中可以产生 γ 、 n 、 β 、 α 等不同粒子,有时还不止产生一个粒子,甚至还会产生核的裂变等等。当中子动能和结合能之和恰好等于复核的某一激发态能级时,就会产生共振吸收。由于原子核

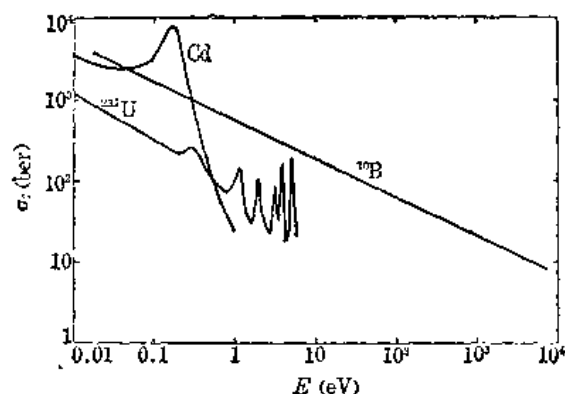


图 8.2.1

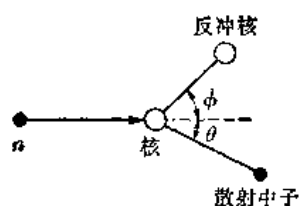


图 8.2.2

特别是重核在高激发能态时有着复杂的能态分布, 所以中子被核吸收的截面随能量的变化是十分复杂的, 同一元素的各种同位素都会有很不相同的吸收截面。图 8.2.1 大致画出 ^{10}B 、 Cd 和 ^{235}U 的全吸收截面随中子能量变化的情况。共振吸收时, 中子表现出波动性, 由于中子的德布罗意波长 ($\lambda = 4.65 \times 10^{-10} E^{-1/2} \text{ cm}$, E 用 eV 为单位) 可能比原子核的半径 ($R = 1.5 \times 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$, A 为原子量) 大得多, 因此共振吸收截面, 特别是对低能中子的共振吸收截面, 可能比核的面积 ($4\pi R^2 = 0.285 A^{2/3} \text{ bar}$) 大得多。例如 Cd 在热中子区有着很大的吸收截面, 是著名的吸收热中子材料, 但在热能以上截面就变得很小。 ^{10}B 的截面在较广的能量范围内和中子运动速度成反比, 其中子吸收截面可用 $\sigma_{aB} = 627 E^{-1/2} (\text{bar})$ 表示 (其中 E 以 eV 为单位), 它是重要的热中子吸收材料, 常用来作为裂变反应堆的控制材料和中子的防护材料。 ^{235}U 、 ^{239}Pu 等在热中子区有大的裂变反应截面, 是热中子裂变堆的燃料。其它如 ^6Li 的热中子反应截面也不小, 反应结果生成 T , 是获得 T 的重要反应。这些都是中子探测器的重要材料, 不过它们在自然界中都和其它同位素混合在一起, 当利用它们做探测器材料时, 为了获得较高的探测效率, 需要借助同位素分离法加以浓缩。

除了上述形成复核的反应外, 中子与原子核还有一种简单的相互作用, 即弹性碰撞, 也称为位散射。这种过程没有共振现象, 截面简单地近似等于 $4\pi R^2$ 。弹性碰撞后, 原子核内部虽然不发生变化, 但作为一个整体获得了一定的动能, 并以不同的角度 ϕ 飞出, 形成所谓反冲核; 而中子则损失一部分动能, 并以另一角度 θ 散射出去, 如图 8.2.2 所示。反冲核所获得的能量 (即中子损失的动能) 可根据动量和能量守恒原理, 按经典力学的方法求出。反冲核的动能为:

$$E_M = E_0 \frac{4M_c M_n}{(M_c + M_n)^2} \cos^2 \phi = \alpha E_0 \cos^2 \phi, \quad (8.2.1)$$

式中 M_c 、 M_n 分别表示核和中子的质量, E_0 是中子的初始动能, $\alpha = \frac{4M_c M_n}{(M_c + M_n)^2}$ 。如果要求出每次碰撞中子平均损失的能量, 就要对不同散射角求平均。当中子动能不很大, 满足 $\lambda \gg R$ 的条件时, 散射中子相对于质心坐标系是各向同性的。根据坐标系变换的计算, 可得到反冲核的平均动能为:

$$\bar{E}_M = \frac{1}{2} \alpha E_0. \quad (8.2.2)$$

当 $M_n = M_c$ 时, α 最大, 等于 1, 也就是说中子与氢原子每碰撞一次平均地损失其动能的一半。因此, 中子在含氢物质中散射, 将很快损失其能量。这种通过弹性碰撞, 中子逐渐损失

能量的过程称为中子的慢化。上面说过很多元素对低能中子有很大的吸收截面,而对高能中子的吸收截面却很小。因此,在中子测量、中子防护以及热中子裂变堆中,慢化是一个重要过程。慢化剂多半采用含氢物质或其它轻元素。 B 有很大的吸收截面,氢的吸收截面也不算特别小,所以水、石蜡等的含氢物质,和硼砂等的含硼物质以及它们两者的混合物是重要的中子防护材料。至于热中子裂变堆,则需要吸收截面非常小的物质(例如重水、石墨、铍等)做慢化材料。

中子在物质中虽然不能直接电离,但是它的动能传递给原子核后,反冲核能够产生电离,中子引起核反应后生成的各种带电粒子也会产生电离。所以中子剂量也可以和 X 、 γ 射线一样地用 rad (拉特)作单位,它相当于每克被辐照物质吸收 100 erg 的致电离能量。不过,即使当拉特剂量相同时,中子对人体的危害要比 X 、 γ 射线大。为了按生物效应来统一标定剂量,对于每种射线求出一个生物效应因子 η , η 与拉特剂量的乘积称为雷姆值。 X 和 γ 射线的 η 值为 1, 所以安全剂量值为 $0.1 \text{ 雷姆} \cdot \text{周}^{-1}$, 它也适用于其它各种射线。表 8.2.1 给出不同能量中子的 η 值, 并且给出按每周 40 工作小时计算时与安全剂量相当的中子照射通量。

表 8.2.1 中子的生物效应因子和允许通量

中子能量	η 值	允许中子通量
0.02 eV ~ 1 keV	2	$\sim 600/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$
10 keV	2.5	500
100 keV	7.5	90
0.5 MeV	11	27
1 MeV	11	20
2.5 MeV	9	20
5 MeV	8	18
10 MeV	7.5	17
720 MeV	8	11

现在讲讲中子的防护问题。除了远距离操作和适当缩短工作时间外,强中子源周围应当加有屏蔽层。上面讲过较好的中子屏蔽措施是在慢化层外加上吸收层,或者慢化剂和吸收剂混合在一起作为屏蔽层,如水层和含硼水层等。从建筑角度看,则愿意采用厚的混凝土围墙来屏蔽中子。另一方面要注意到,中子在慢化过程中将不断地改变运动方向,因此将向各个方向扩散开来,不象其它粒子那样可以用屏蔽层准直成为一个细束。因此要精确计算屏蔽层的屏蔽效果是比较困难的,一般只作一些比较粗略的估算。中子通量大体上也是随屏蔽层厚度按指数衰减的,因此我们可以用某一种等效截面值来表示其屏蔽性能。对某一特定方向的屏蔽说来,中子运动方向一旦发生偏转,就算作被屏蔽掉了,这时等效截面称为输运截面 σ_{tr} 。如果屏蔽层中每单位体积含有各种元素的原子数密度为 $N_1, N_2, \dots (\text{cm}^{-3})$, 其输运截面为 $\sigma_{tr1}, \sigma_{tr2}, \dots (\text{cm}^2)$, 屏蔽层厚度为 $l(\text{cm})$, 那么通过屏蔽层后沿原辐射方向的通量 I 和原通量 I_0 之比为:

$$\frac{I}{I_0} = \exp[-(\sigma_{tr1}N_1 + \sigma_{tr2}N_2 + \dots)l] \quad (8.2.3)$$

对于全屏蔽说来,中子必须在屏蔽层中被吸收才算屏蔽掉,这时的等效截面称为质量移去截

表 8.2.2 几种元素在中子屏蔽中的等效截面

元 素	$\sigma_T(\text{bar})$	$\sigma_{tr}(\text{bar})$	$\Sigma_m(\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1})$
H	23		5.48×10^{-1}
Be	3.2	2.5	7.17×10^{-2}
B	1.6		5.40×10^{-2}
C	1.8	1.7	4.07×10^{-2}
O	1.6	1.1	3.72×10^{-2}
Al		1.4	2.92×10^{-2}
Fe		2.2	2.14×10^{-2}
Cu		2.1	1.94×10^{-2}
W		4.1	8.21×10^{-2}
Pb		3.8	1.03×10^{-2}

面 Σ_m 。如果 Σ_m 按每单位质量密度计算(即宏观截面),那么屏蔽前后中子通量比为:

$$\frac{I}{I_0} = \exp[-(\Sigma_{m1}\rho_1 + \Sigma_{m2}\rho_2 + \cdots)l], \quad (8.2.4)$$

式中 ρ_1, ρ_2, \cdots 是单位体积屏蔽层中所含的各种元素的质量。(8.2.3)和(8.2.4)式是类似的,只是 σ_{tr} 和 Σ_m 的意义不同,所用单位不同而已。在表 8.2.2 中给出几种元素的全截面 σ_T 、输运截面 σ_{tr} 和质量移去截面 Σ_m 的数据。图 8.2.3 表示混凝土(其比重为 $2.43 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 其中每 cm^3 含元素的原子数为 H 9.3×10^{21} , O 4.63×10^{22} , Si 9.9×10^{21} , Ca 8.8×10^{21} , C 6.5×10^{21})的中子防护效果。中子初始能量为 3 MeV 和 14 MeV, 横坐标为防护墙厚度 $l(\text{cm})$, 纵坐标为每 cm^2 入射一个中子时在一定厚度防护层后产生的电离剂量,用每 g 生物体等效物质吸收的致电离能量(erg)来表示,纵坐标是对数坐标,在这个图中剂量基本上是直线变化的,这表明它符合于(8.2.4)式的指数衰减规律。图 8.2.4 表示 H_2O 、聚乙烯和石蜡的屏蔽效应,它的纵坐标是每单位中子通量所产生的剂量率,以毫雷姆·时 $^{-1}$ 为单位(中子源是 ^{237}Po -Be 源,能量为 4~5 MeV,见下节)。可见它也是符合指数衰减规律。

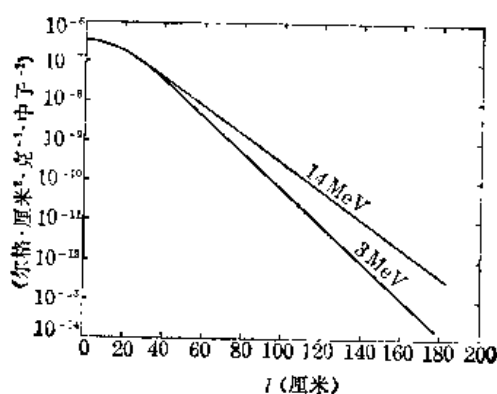


图 8.2.3 混凝土的防护效果

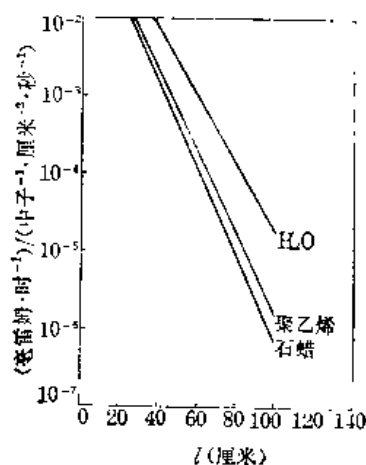


图 8.2.4 几种材料的防护效果

§ 8.2.2 一些常用的中子源

产生中子的方式很多,基本上都需要通过核反应,常用的反应有: $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$, $\text{T}(\text{d}, \text{n})\alpha$, $^9\text{Be}(\text{d}, \text{n})^{10}\text{B}$, $^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}$, $\text{D}(\gamma, \text{n})\text{H}$, $^9\text{Be}(\gamma, \text{n})^8\text{Be}$, 以及中子引起的重核的裂变反应等。我们知道,裂变反应是目前获得原子能的主要方式,它在裂变反应堆中自续

地不断进行,同时产生大量的裂变中子,所以裂变反应堆是强大的中子源。至于带电粒子引起核反应时,由于要克服库仑位垒,粒子需要有一定的初始能量, γ 射线引起核反应也需要较高的能量。上面所列举的一些核反应,所需阈能较低,也容易获得较大的中子产额,是实验室中获得中子的常用的几种方式。 $D(d, n)^3He$ 和 $T(d, n)\alpha$ 反应具有很低的阈能,是聚变反应的主要方式,显然将来的聚变反应堆也有十分强大的中子产生。利用加速器产生的高能 p 、 D 、 α 等粒子束打击 D 、 T 、 Be 、 Li 靶子也可以获得比较强的中子。在一般实验中还可以利用放射性同位素和 Be 、 Li 等混合起来作为中子源。这类中子源比较弱,但使用起来十分方便,对于标定中子探测器是十分有用的。表 8.2.3 列出几种常用的中子源的一些参数。从表可以看到,若需要长寿命、弱中子源,可采用 $^{241}Am-Be$ 、 $^{238}Pu-Be$ 、 $^{226}Ra-Be$ 源,它们的优点是源强稳定;若需要较强的中子源,可用 $^{227}Ac-Be$ 、 $^{210}Po-Be$ 和 $^{242}Cm-Be$ 源等。 $^{210}Po-Be$ 源虽然寿命较短,但由于它的 γ 射线很微弱,因而也常被使用。此外, ^{252}Cf 自发裂变产生的中子能谱近于麦克斯韦分布,和 $D-D$ 反应中子能谱很相近,而且寿命较长、产额高,常用来模拟 $D-D$ 反应中子。

表 8.2.3 几种常用中子源

材 料	半 衰 期	最高中子能量 (MeV)	平均中子能量 (MeV)	中 子 产 额 (中子·秒 ⁻¹ ·居里 ⁻¹)	反应方式
$^{241}Am-Be(RaD-Be)$	22 年	10.87	4.5~50	$2.3\sim2.5\times10^6$	α, n
$^{210}Po-Be$	138.4 天	10.87	4.2	$2.3\sim3.0\times10^6$	(α, n)
$^{226}Ra-Be$	1620 年	13.08	3.8~4.7	$1.0\sim1.71\times10^7$	(α, n)
$^{227}Ac-Be$	21.8 年	12.70	4.0~4.7	$1.5\sim2.6\times10^7$	(α, n)
$^{238}Pu-Be$	86.4 年	11.3	5.0	$2.2\sim4.0\times10^6$	(α, n)
$^{241}Am-Be$	458 年	11.5	5.0	$2.2\sim2.7\times10^6$	(α, n)
$^{242}Cm-Be$	162.5 天	11.5	-	$3.0\sim7.0\times10^6$	(α, n)
$^{124}Sb-Be$	60.4 天	-	0.03	$1.53\sim1.9\times10^5$	(γ, n)
^{252}Cf	2.65 年	-	~2	2.32×10^{12} 中子·秒 ⁻¹ ·克 ⁻¹	裂 变

至于中子源的强度,与反应机制及反应核的数目有关。这里我们先考虑一下用加速器产生高能带电粒子打在静止的靶上所产生的中子产额,以便与热核反应中子产额作比较。假定有一束高能粒子,其强度为 I_0 ,射到厚度为 dx 的一薄层靶物质上。设靶物质原子数密度为 N ,该靶原子和入射粒子发生有中子产生的反应的截面为 σ ,那么其中子产额为:

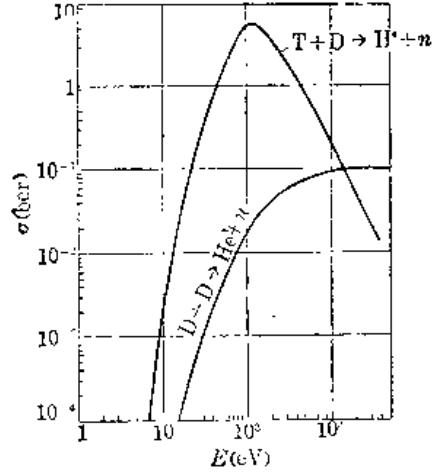


图 8.2.5 $T-D$ 和 $D-D$ 产生中子的截面

$$dn = I_0 \sigma N dx. \tag{8.2.5}$$

这里要注意到, σ 是与粒子能量有关的,而且当粒子能量小到一定程度后,就完全不能发生反应。图 8.2.5 给出 $D-D$ 和 $D-T$ 反应截面随入射的 D 粒子能量的关系。可见即使阈能这样低的反应,当粒子能量小子 $100keV$ 后,截面就急剧下降。而带电粒子在靶中由于碰撞电离等损耗,粒子能量将迅速下降。所以这类束-靶型中子源并不能依靠加厚靶子来大幅度提高中

子强度,也因此不能依靠束靶方式来获得聚变能量。相反地,在这种方式中每产生一个中子要消耗几千兆电子伏能量,从能量角度说,显然是得不偿失的。用束靶方式产生中子,要提高中子数量的最终途径是提高束流,这时就会产生靶子冷却和靶子寿命等限制因素,因此中子产额要超过 10^{12} /秒是很困难的。用这种束靶方式产生的中子能量与中子的发射角度有关。例如对于 D-D 反应,根据反应动力学计算,产生的中子能量为:

$$E_n = \frac{3}{4} \left(Q + \frac{E_d}{2} \right) (1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos \theta),$$

其中

$$\alpha = \left[\frac{E_d}{3(E_d + 2Q)} \right]^{-1/2};$$

E_d 、 Q 分别为入射粒子束的能量和反应能, θ 为中子发射方向与入射粒子方向的夹角。由此可见在一定发射方向上所得到的中子是单能中子。在实验室中可利用这种束靶方式来产生单能快中子。

§ 8.2.3 热核反应中子的特征

D 或 D-T 等离子体,当其温度足够高时,就会发生热核聚变反应,产生大量的中子。由于在等离子体中,反应核都处于高温的热运动状态,等离子体粒子之间碰撞就不象高能粒子打到冷靶上那样迅速地损耗能量,因而等离子体状态下的聚变反应中子有不同于束靶反应中子的特征,现我们分别讨论如下。

中子产额 设在等离子体中,反应核的密度分别为 N_1 、 N_2 , 它们归一化的速度分布函数分别为 $f_1(\mathbf{v}_1)$ 和 $f_2(\mathbf{v}_2)$, 即:

$$\begin{aligned} \int f_1(\mathbf{v}_1) d\mathbf{v}_1 &= 1, & \int f_2(\mathbf{v}_2) d\mathbf{v}_2 &= 1; \\ dN_1(\mathbf{v}_1) &= N_1 f_1(\mathbf{v}_1) d\mathbf{v}_1, & dN_2(\mathbf{v}_2) &= N_2 f_2(\mathbf{v}_2) d\mathbf{v}_2. \end{aligned}$$

它们的相对速度为 $g = |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|$ 。若反应截面为 $\sigma(g)$, 则它们单位体积内的反应率为:

$$R = \iint N_1 N_2 f_1(\mathbf{v}_1) f_2(\mathbf{v}_2) g \sigma(g) d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2 = N_1 N_2 \langle g \sigma(g) \rangle, \quad (8.2.6)$$

其中

$$\langle g \sigma(g) \rangle = \iint f_1(\mathbf{v}_1) f_2(\mathbf{v}_2) g \sigma(g) d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2. \quad (8.2.7)$$

若反应核是同一种核(如 D-D 反应), 则上式要变为:

$$R = \frac{1}{2} N^2 \iint f_1(\mathbf{v}_1) f_2(\mathbf{v}_2) g \sigma(g) d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2 = \frac{1}{2} N^2 \langle g \sigma(g) \rangle. \quad (8.2.6')$$

截面 $\sigma(g)$ 与反应的种类有关, 也与反应核的相对速度 g 有关, 对于 D-D 反应产生中子的截面有如下的经验公式:

$$\sigma_{nv} = \frac{71.2}{E} \exp \left[-\frac{44.24}{\sqrt{E}} \right] (\text{cm}^2); \quad \text{当 } E \lesssim 10 \text{ keV} \quad (8.2.8a)$$

$$\sigma_{nn} = \frac{144}{E} \exp \left[-\frac{45.8}{\sqrt{E}} \right] (\text{cm}^2). \quad \text{当 } E \lesssim 25 \text{ keV} \quad (8.2.8b)$$

其中 E 以 keV 为单位。而分布函数 $f(\mathbf{v})$ 与反应核的温度有关。如果两种反应核处于热运动平衡状态, 则它们的速度分布符合麦克斯韦分布。将(8.2.8)式和麦克斯韦速度分布代入(8.2.7)式积分, 就可求得对麦克斯韦分布下的平均值 $\langle g \sigma(g) \rangle$ 为:

$$\langle \sigma_{DD}^n g \rangle = \frac{9.1 \times 10^{-15}}{(kT_i)^{3/2}} \exp \left[-\frac{18.76}{(kT_i)^{1/3}} \right] \quad (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}); \quad (8.2.9a)$$

$$\langle \sigma_{DD}^n g \rangle = \frac{1.25 \times 10^{-14}}{(kT_i)^{3/2}} \exp \left[-\frac{18.77}{(kT_i)^{1/3}} \right] \quad (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}). \quad (8.2.9b)$$

图 8.2.6 给出了按 (8.2.8a) 式计算得到的 $\langle \sigma_{DD}^n g \rangle$ 值随 kT 变化的曲线。图 8.2.7 给出了在更大温度范围内 D-D 和 D-T 反应的 $\langle \sigma^n g \rangle$ 值随 T_i 的变化曲线。利用 (8.2.8) 式, 我们就可以求出 D-D 反应产生的热核中子总产额。当反应核密度是均匀分布时, 热核中子的总产额为:

$$y_n = RV = \frac{1}{2} N_D^2 \langle \sigma_{DD}^n g \rangle V, \quad (8.2.10)$$

其中 V 为等离子体的体积。若反应核密度和温度不是均匀分布的, 则单位体积内等离子体的中子平均产生率为:

$$R = \int_0^a N_D^2(r, t) \langle \sigma_{DD}^n g \rangle_T \frac{r}{a} d\left(\frac{r}{a}\right), \quad (8.2.11)$$

其中 a 是等离子体横截面半径。这里已假设等离子体参数在横截面上是轴心对称分布。反应核的密度分布与电子密度分布及杂质密度分布有关:

$$N_D(r, t) = N_e(r, t) - \sum_{i=1} Z_i N_i(r, t), \quad (8.2.12)$$

其中 N_i 、 Z_i 分别为杂质离子密度和电荷数。若从激光散射和光谱测量已测得了 $N_e(r, t)$ 和 $N_i(r, t)$, 则反应核的密度分布就是已知的。这时, 我们可以假定一个离子温度分布, 例如可设:

$$T_i(r, t) = T_i(0, t) \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^\beta. \quad (8.2.13)$$

这样, 我们就可以根据已知的 $N_D(r, t)$ 分布和假设的 $T_i(0, t)$ 和 β 值, 对 (8.2.11) 式进行数值积分, 并将计算结果与绝对测量得到的中子产额相比较, 使计算结果和测量值有最佳符合, 由此就可计算出等离子体离子温度 $T_i(0, t)$ 。

当然, 利用这种方法推算离子温度必须满足以下几个条件: (1) 离子速度分布函数必须

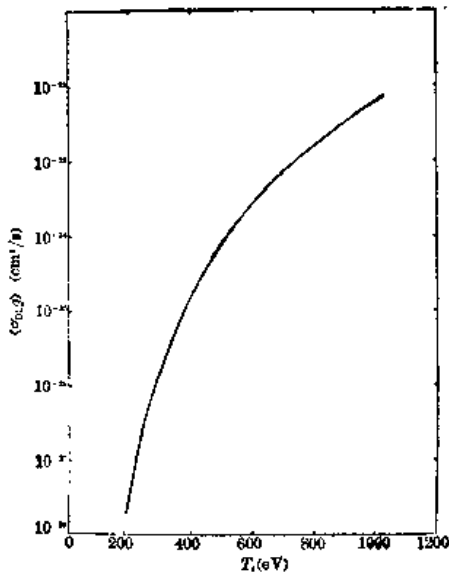


图 8.2.6 D-D 反应的 $\langle \sigma g \rangle$ 值

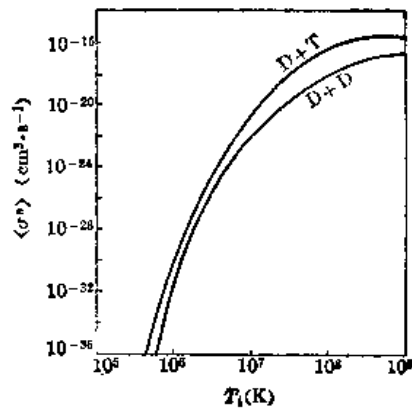


图 8.2.7 D-D 和 D-T 反应的 $\langle \sigma g \rangle$ 值

是麦克斯韦分布。因为(8.2.11)式中所用的 $\langle \sigma_{nn}^0 \rangle$ 值是按麦克斯韦分布平均的, 而截面 σ_{nn}^0 是随能量迅速增大的, 所以离子分布中若有少量的高能尾部, 就会使中子产额大大增加, 这时若仍按(8.2.11)式推算 T_i , 就会产生错误的结果。反过来说, 这在实验上提供了一个检验分布函数是否是麦克斯韦分布的间接方法, 即将由中子测量计算得到的 T_i 值与其它方法得到的 T_i 值相比较; (2) 中子必须是由热核反应过程产生的。在等离子体实验装置中可能存在几种杂散的中子源, 必须把它们清楚地辨认出来, 以保证可靠地计算 T_i 。首先, 在氦等离子体中, 四壁和孔阑等可能吸附氦原子, 当等离子体中氦离子打到其上时, 将会引起聚变反应而产生中子, 这个杂散中子源所产生的中子与等离子体中热核反应中子不能区别开来, 但它一般很弱, 可以忽略; 其次是超热高能电子(逃逸电子)通过电致分裂或光核反应产生中子, 例如, 约束在等离子体中的高能电子可与 D 或杂质发生如下的相互作用:

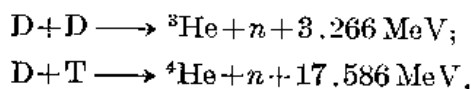


另一方面当逃逸电子打到四壁或孔阑等结构材料表面时, 会产生硬 X 射线辐射, 这些硬 X 射线与四壁或孔阑相互作用时, 通过下述反应产生中子:



这两种反应过程都是吸热反应, 相应的中子能量分布是随能量单调下降的, 因而能够通过能谱测量加以鉴别。

中子能谱 在氦或氦-氦等离子体中会发生如下的产生中子的热核反应:



式中 3.266、17.586 MeV 分别是 D-D 和 D-T 反应的反应能 Q 。现在我们来计算当反应核处于热动平衡时, 即它们的速度分布是麦克斯韦分布时, 反应产生的中子的能量分布。我们分别用 v 、 u 表示反应产物在实验室系和质心系的速度, v_0 表示它们的质心速度, 而用下标 n 、 α 分别表示中子和 α 粒子(D-T 反应)或 ${}^3\text{He}$ (D-D 反应)。在质心系中, 反应产物的总动量为零, 即

$$M_\alpha u_\alpha + M_n u_n = 0,$$

而根据能量守恒定律, 有

$$Q + K = \frac{1}{2} M_n u_n^2 + \frac{1}{2} M_\alpha u_\alpha^2 = \frac{1}{2} \frac{M_n}{M_\alpha} (M_n + M_\alpha) u_n^2, \quad (8.2.14)$$

其中 K 是反应核的相对运动的动能:

$$K = \frac{1}{2} \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} g^2,$$

M_1 、 M_2 为反应核的质量, g 为它们的相对运动速度。则中子在实验室中的动能为:

$$E_n = \frac{1}{2} M_n v_n^2 = \frac{1}{2} M_n (v_0^2 + u_n^2 + 2u_n v_0 \mu), \quad (8.2.15)$$

其中 μ 是 v_0 和 u_n 间夹角的余弦。将(8.2.14)式代入上式得

$$E_n = \frac{1}{2} M_n v_0^2 + \frac{M_\alpha}{M_n + M_\alpha} (Q + K) + v_0 \mu \left[\frac{2M_n M_\alpha}{M_n + M_\alpha} (Q + K) \right]^{1/2}. \quad (8.2.15')$$

将上式对分布函数 $f(v_1)f(v_2)\sigma(g)g$ 取平均, 即

$$\langle A \rangle = \frac{\iint A f(\mathbf{v}_1) f(\mathbf{v}_2) g\sigma(g) d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2}{\iint f(\mathbf{v}_1) f(\mathbf{v}_2) g\sigma(g) d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2},$$

其中 A 为任意一个物理量, $f(\mathbf{v}_1)$ 、 $f(\mathbf{v}_2)$ 为同一麦克斯韦分布函数, 故可得到

$$\begin{aligned}\langle E_n \rangle &= \frac{1}{2} M_n \langle v_c^2 \rangle + \frac{M_\alpha}{M_n + M_\alpha} (Q + \langle K \rangle) \\ &= \frac{3}{2} kT_i + \frac{M_\alpha}{M_n + M_\alpha} (Q + \langle K \rangle).\end{aligned}\quad (8.2.16)$$

由于 μ 是各向同性分布, 在取平均时, 它等于零, 故上式中不含 μ 项。而 $\frac{1}{2} M_n \langle v_c^2 \rangle$ 和 $\langle K \rangle$ 基本上都是离子温度 kT_i 的数量级, 它们与 Q 相比都是可以忽略的。将 (8.2.15') 和 (8.2.16) 式联立, 可得

$$\begin{aligned}E_n - \langle E_n \rangle &= \frac{1}{2} M_n (v_c^2 - \langle v_c^2 \rangle) + \frac{M_\alpha}{M_n + M_\alpha} (K - \langle K \rangle) \\ &+ v_c \mu \left[\frac{2M_n M_\alpha}{M_n + M_\alpha} (Q + K) \right]^{1/2} \simeq v_c \mu \left[\frac{2M_n M_\alpha}{M_n + M_\alpha} (Q + K) \right]^{1/2},\end{aligned}$$

因此中子能谱的偶数矩为:

$$\langle (E_n - \langle E_n \rangle)^{2i} \rangle = \left(\frac{2M_n kT_i \langle E_n \rangle}{M_n + M_\alpha} \right)^i (2i-1)!!,\quad (8.2.17)$$

其中 i 为正整数。而能谱的所有奇数矩均为零。因而可以证明, 这些矩唯一地与下述能谱分布函数相对应:

$$f(E_n) = \exp \left[- \frac{(E_n - \langle E_n \rangle)^2}{\left(\frac{4M_n kT_i \langle E_n \rangle}{M_n + M_\alpha} \right)} \right].\quad (8.2.18)$$

这是高斯分布函数, 由此可求得半高全宽度为:

$$\Delta E_n(fwhm) = 2\sqrt{\frac{4M_n}{M_n + M_\alpha} \ln 2 kT_i \langle E_n \rangle} \simeq \frac{4M_n}{M_n + M_\alpha} \sqrt{\ln 2 \frac{M_\alpha}{M_n} kT_i Q}.\quad (8.2.19a)$$

对于 D-D 反应, $Q = 3.266 \text{ MeV}$, 代入上式可求得:

$$\Delta E_n^{DD}(fwhm) = 82.5 \sqrt{kT_i} \quad (\text{keV});\quad (8.2.19b)$$

对于 D-T 反应, $Q = 17.586 \text{ MeV}$, 则有

$$\Delta E_n^{DT}(fwhm) = 177 \sqrt{kT_i} \quad (\text{keV}).\quad (8.2.19c)$$

由此可见, 当等离子体离子的速度分布是麦克斯韦分布时, 它们进行热核反应所产生的中子能谱是高斯分布, 而分布的半高宽与 $\sqrt{kT_i}$ 成正比。因此原则上讲通过中子能谱分布测量可以直接测定离子温度, 不过这要求高分辨地测量中子能谱, 目前由于受中子产额的限制, 在实验上要实现这个测量还是有困难的。今后在更大规模的装置上以及聚变反应堆上, 这个方法可能会成为测量离子温度的重要诊断手段。因为这方法不要求测量等离子体密度分布和其它几何参数, 只需要测量中子能谱, 因此只要能谱测量的分辨能力达到要求, 用这个方法测定离子温度还是很简便的。

§ 8.2.4 中子通量的测量

前已指出, 慢中子特别是热中子, 和某些元素的反应截面很大, 而高能中子与一切元素的反应截面却都是很小的。所以, 中子探测器只有对慢中子才有较大的探测效率。对于高能

中子,如果只需要测定它的数目,而不需要测定能量时,也常常在探测器周围包上慢化剂,使中子慢化后再进入探测器,这样可以得到较大的探测效率。不过这时中子输出信号有一定延迟(达几百微秒),不会有快的时间响应。中子探测器基本上都是利用中子与某些元素反应所生成的带电粒子的产物间接地来探测中子的,这些元素称为活性材料。中子探测器中常用的一些活性材料的基本特性列于表 8.2.4 中,表中 σ_0 指热中子($E_n \approx 0.025 \text{ eV}$)的反应截面。这些反应的结果都生成高能的带电粒子。所以在一般的带电粒子的探测器中,如果能设法加入这些活性物质,就可以间接地测出中子,因此中子探测器是多种多样的。本节仅介绍一些常用于中子数量测量的探测器,下一节再介绍一些中子能谱的测定方法。

表 8.2.4 中子探测器中几种常用活性物质的特性

元 素	反 应 式	Q 值	$\sigma_0 (\text{bar})$	自然界中同位素的含量
B^{10}	$\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^{7*}$	2.81 MeV	4010	18.8%
	$\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}$	2.792		
U^{235}	$\text{U}^{235}(n, f)$	150~170	590	0.71%
Li^6	$\text{Li}^6(n, \alpha)\text{T}$	4.780	945	7.8%
He^3	$\text{He}^3(n, p)\text{T}$	0.764	5400	$1.3 \times 10^{-4}\%$
H	弹性碰撞	—	只运用于高能中子	~100%

气体探测器 气体探测器在中子测量工作中占有重要的地位,这是因为气体探测器具有结实耐用,能承受高温、高辐射等优点,所以在裂变反应堆中它们是主要的中子探测元件。最常用的气体探测器有裂变电离室、硼电离室和 BF_3 正比计数管等。

裂变电离室 它是在电离室的电极上覆盖一薄层 ^{235}U 或其它裂变元素。由于中子引起裂变后的每个裂变碎片带有相当高的动能(40~100 MeV),因此当它们进入电离室中气体空间时,可以产生较大的电离脉冲,能够和铀本身的衰变产物 α 粒子以及一些环境的 γ 射线区别开来。所以裂变电离室多半用于脉冲计数,它可以在强的 γ 本底下工作。裂变碎片在固体中的射程是很短的,所以铀层应当是很薄的,以 $1 \sim 2 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 为佳。铀层过厚,内层铀裂变后的碎片不能进入气体空间,是无效的,反而增加了 α 本底和中子的无效吸收。要增加计数效率只有扩大铀层面积,所以裂变室常常是由多层圆筒电极或多层电极片组成。不过铀层面积也不能太大,因为铀本身有 α 放射性。单个 α 的脉冲虽然可以由电子学的脉高甄别器加以甄别掉,但是 α 粒子过多就会堆积形成大的脉冲,引起假的计数。例如高灵敏裂变室铀层面积达 1000 cm^2 ,层厚 $2 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$,效率可达每单位中子通量产生 0.7 脉冲/秒。涂层除了 ^{235}U 、 ^{239}Pu 外,还可以涂 ^{238}U 等元素,它们只有在中子能量超过一定值后才能引起裂变,因此可用于测量能量超过阈值的中子,不过效率是很低的。

硼电离室 它的结构类似于裂变室,只是涂层为硼,最好是浓缩的 ^{10}B 。由于 $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ 的反应能不高,所以很少用于脉冲计数,只能根据它输出的电离电流来测量中子通量,适用于测量强中子通量。和裂变室一样,涂层也应当很薄(在 $1 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 左右),并且常常是做成多极片以扩大涂层面积。涂层面积约达 1000 厘米^2 时,效率可达每单位中子通量产生 10^{-13} 安培电离电流。电流电离室不能甄别 γ 射线,所以在有 γ (或硬 X)本底下测中子时,就需要尽量降低 γ 射线的灵敏度。一个颇有效的消除 γ 本底的办法是补偿法,即在一个外壳内放置若干成对的电离室,其一壁上涂硼,另一壁上不涂硼,前者中子和 γ 都产生电离电流,而后者只有 γ 射线才产生电流,所以两者电流之差就是纯粹的中子电流。为此,只需将

收集极连在一起,而将它们各自的另一个电极分别接不同极性的电压。于是,对于两个电离室说来,收集极将收集不同符号的电离电荷,因而总输出电流就是两个电离室电流之差, γ 电流就自动补偿掉了。当然不能做到绝对补偿,但是,将 γ 电流降低一、两个数量级是完全可以的。

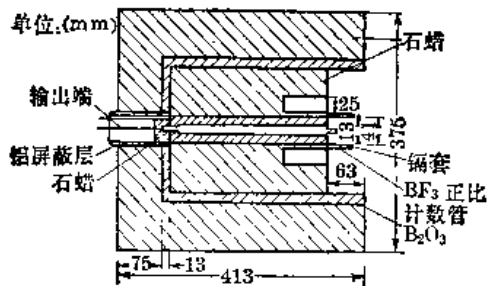
BF₃ 正比计数管 它是一种更通用的中子计数探测器,在上述两种电离室中,活性物质涂在室壁,而室内充的气体(Ar、CH₄、N₂、H₂等气体)是基本上与中子不起反应的。而BF₃正比计数管的活性物质¹⁰B就包含在BF₃气体中,所以一旦发生核反应就几乎都能产生一次电离脉冲。这样,我们就不难求出它们的效率。令中子于在BF₃气体中行程为 $l(\text{cm})$,气体压力为 $P(\text{atm})$,¹⁰B的浓度为 η (即硼中¹⁰B的比例),¹⁰B的反应截面为 σ (¹¹B的截面很小,可不计),那么这个中子被记录的几率 ε 为:

$$\varepsilon = 2.7 \times 10^{19} Pl\eta\sigma, \quad (8.2.20)$$

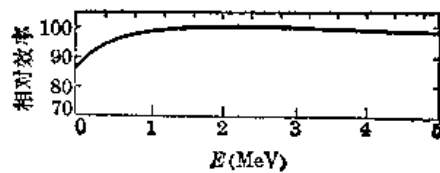
前面系数为标准状态下气体每 cm^3 所含的气体分子数。如果 $l=5\text{cm}$, $\eta=0.9$, $P=0.2\text{atm}$,对于热中子,可求得 $\varepsilon \sim 10\%$ 。加大气体压力和计数器体积就可以增加效率,不过,相应地会使工作电压增加,并且BF₃气体是负电性的,它会俘获电离电子,所以气体过多,会使输出脉冲幅度降低,这也是不利的。BF₃计数器的效率高于其它气体探测器,是一般中子测量中常用的探测器。它的结构、工作原理和使用方法与其它正比计数管类似,就是充气方法需要特殊的工艺。它的工作电压一般在 $1 \sim 5\text{kV}$,输出脉冲幅度与电压有关,但是如果选择适当的甄别阈,可以有几百伏坪区,在此范围内计数率随工作电压变化不大。它可以甄别 γ 脉冲,不过如 γ 过强,由于脉冲的堆积同样会造成虚假的计数。

上述一些探测器只对慢中子有较高的探测效率,而对快中子效率却很低。要提高对快中子的探测效率,可以在探测器外包上一层石蜡、聚乙烯等慢化剂。特别是BF₃正比计数管外包上适当的石蜡和硼、镉等热中子吸收剂,可以在宽广的能量范围内有比较均一的探测效率;称为长计数管,它对于等离子体的中子测量是很有用的。图8.2.8a是一种长计数管结构示意图,图(b)是它的相对效率随中子能量变化的趋势,大约从 10keV 到 5MeV 之间的效率,差别可在 10% 以内,效率的绝对值在 0.4% 左右。在要求并不严格的场合下使用时,可以在计数管外包一层厚几个厘米的石蜡,也就可以用来测量快中子了。

闪烁计数器 利用闪烁计数器测量中子,只需要将上述活性元素引入闪烁体内就可以了。由于固体或液体的密度大,所以对热中子的探测效率甚至可以达到 100% 。常用的中子闪烁体有ZnS(Ag)与硼化合物混合再与有机玻璃等压制成片的荧光屏,或硼盐溶于三联苯和甲苯中形成的液体闪烁体,或⁶LiI(Eu)等晶体闪烁体,以及一些含⁶Li的闪烁玻璃



(a) 长计数管的结构



(b) 相对探测效率

图 8.2.8

等。这些探测器都适用于慢中子探测。对于快中子,除了将它们预先慢化外,还可以利用中子与轻核的弹性碰撞后的反冲核(列于表 8.2.4 中末行)来产生荧光。氢的反冲能量最大,因此在这类闪烁体中主要要加含氢物质。无机闪烁体,例如 $\text{ZnS}(\text{Ag})$ 的多晶粉末可以和含氢物质混合压制成荧光屏,用来测量快中子,它的主要优点是对 γ 射线的灵敏度低,用它来测量快中子时 γ 本底的影响较小。此外,各种有机闪烁体本身就含有大量的氢,也很适于用反冲核法来测量快中子。有机闪烁体的主要成分是氢和碳,为了提高中子探测效率,希望增加氢的成分,减少碳的成分。因为碳的存在,会产生低能的碳反冲核脉冲,并会增加对 γ 射线的探测灵敏度。因此用于快中子测量的有机闪烁体要设法提高其氢和碳的原子数目比值。现在有些塑料和有机液体闪烁体,如 NE102 A、NE110、NE111 塑料闪烁体和 NE211、NE213、NE218 液体闪烁体等, H/O 原子比可达 1.2~1.28,而且荧光脉冲上升时间快,荧光衰减时间短,可以有好的时间分辨能力(达 $\sim 10^{-9}$ 秒量级),特别适于测量中子的时间特性。但是由于有机闪烁体对电子也具有很高的灵敏度,因而利用它测量快中子的一个主要问题是必须去除 γ 本底的影响。一种办法就是将含氢的闪烁体做成若干小球或薄片,并在它们中间加上不含闪烁体的透明介质(如玻璃或三氟氯乙烯溶液等),使光电子在闪烁体中所产生脉冲高度远小于反冲质子所产生的脉冲高度,从而可将 γ 本底脉冲甄别掉。另外,可以利用中子和 γ 所产生的脉冲形状不同来分辨中子和 γ 射线,因为中子产生的荧光衰减时间要比 γ 射线产生的为长,所以在总电荷相接近时,中子的电流脉冲将矮而宽, γ 的电流脉冲则高而窄,利用电子学的脉冲形状甄别技术就可以去除 γ 的计数。特别是有些特制的有机液体闪烁体(如 NE213、NE218)增大了中子脉冲和 γ 脉冲形状的差别,更适于用这种方法去除 γ 脉冲。

活化法 活化法就是将某些元素放于中子照射之下,形成放射性同位素,然后测量它们的放射性,从而推算出它所接受到的中子数。这种办法虽然测量手续比较麻烦,但是还常用作强中子通量的测量。对于快速等离子体装置,这种办法特别有用。因为在短时间内产生的一束强中子要用计数器来计数是有困难的,而活化法犹如将中子引起的反应暂存起来,然后比较缓慢地衰变,从而可以用计数器进行计数,而且被激活物质可以移出现场来测量其放射性,这样就可以避免伴随中子的其它射线特别是硬 X 射线的干扰。对热中子,常用的活化材料是铟、银和金等;对于快中子可以先慢化,然后再用热中子活化材料,或采用某些具有一定反应阈能值的材料,如 ^{31}P 、 ^{32}S 等,它们只和阈能以上的中子起反应。这几种材料的性能列于表 8.2.5。假设中子通量为 ϕ ($\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$),活性元素的原子密度为 N_0 (cm^{-3}),它与中子反应的平均有效截面为 σ (cm^2),那么每秒钟每立方厘米所产生的放射性同位素的数目为 $N_0\phi\sigma$ 。随着放射性同位素的积累,它也随之衰变。设 N 代表放射性同位素的数目,则每秒的衰变数为 λN , λ 称为衰变常数,它等于 $\ln 2/T_{1/2}$, $T_{1/2}$ 为放射性元素的半衰期。于

表 8.2.5 活化材料特性

元 素	反 应 式	有 效 截 面	产物的半衰期 $T_{1/2}$	放 射 性 能 量 (MeV)
In	$\text{In}^{115} + n \rightarrow \text{In}^{116} \rightarrow \text{S}^{116} + \beta^-$	145 靶(热中子)	54.1 天	$\beta^-(1)$, γ (各种能量)
Au	$\text{Au}^{197} + n \rightarrow \text{Au}^{198} \rightarrow$	96 靶(热中子)	27 天	$\beta^-(0.963)$, $\gamma(0.41)$
Ag	$\text{Ag}^{108} + n \rightarrow \text{Ag}^{110} \rightarrow \text{Cd}^{110} + \beta^-$	90 (热中子)	24.2 秒	$\beta^-(1.62)$
P^{31}	$\text{P}^{31}(n, p)\text{S}^{31}$	$0.075 (E_n > 2.5 \text{ MeV})$	2.6 小时	
S^{32}	$\text{S}^{32}(n, p)\text{P}^{32}$	$0.30 (E_n > 2.9 \text{ MeV})$	14.3 天	

是放射性元素在单位时间内的变化率为:

$$\frac{dN}{dt} = \phi N_0 \sigma - \lambda N_0 \quad (8.2.21)$$

如果认为 N_0 基本上不变的话, 就可以求得:

$$N = \frac{\phi N_0 \sigma}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (8.2.22)$$

当辐照时间足够长 ($\lambda t \gg 1$) 时,

$$N \simeq \frac{\phi N_0 \sigma}{\lambda} \quad (8.2.23a)$$

称为饱和值。不过对于脉冲中子源来说, 通常不能达到饱和值, 这就要根据 (8.2.19) 式由辐照时间 t 来计算 N 值。当 $\lambda t \ll 1$, 即短时间辐照时,

$$N \simeq \phi t N_0 \sigma = N_n N_0 \sigma, \quad (8.2.23b)$$

式中 N_n 为单位面积通过的中子总数量。

辐照完毕时, 放射性元素就以 $e^{-\lambda t}$ 形式衰变, 同时产生 β 、 γ 等放射线, 测量这些射线, 就可以推算出中子通量 ϕ 来。由此可见, 测量必须及时进行, 辐照时间、辐照完毕到开始测量的间隔时间、测量时间等都需要严格控制 and 测量, 才能进行推算。所以活化物质除了要求有较大的中子反应截面外, 还需要有合适的半衰期, 过短过长都不利, 以几分钟到几天为佳。利用活化法进行中子产额的绝对测量是有困难的, 因为需要知道中子能谱分布、活化材料的截面与中子能量的关系、以及放射性 (例如 β 粒子) 的 4π 立体角的绝对测量。然而, 作相对测量则要简单得多。最好有已知强度并且能量分布与待测中子源相接近的中子源作对比测量。例如由高压倍加器的 D 束进行 D-D 反应所产生的中子, 可用长中子计数管等来测定它的数量, 其能谱与等离子体中 D-D 反应产生的中子能谱近似相同, 因而可用它来绝对标定测量 D-D 反应中子用的活化探测器。

§ 8.2.5 中子能谱的测量

我们在这里主要是讨论等离子体装置中产生的中子能谱的测量问题, 常用的中子能谱测量方法有以下几种。

核反应法- ^3He 正比计数管 核反应产物的能量是与中子的初始动能有关的, 所以测定反应产物的总能量, 它减去反应能 Q , 就可以求得中子能量。显然, 我们希望 Q 值尽可能小, 使两数相减时误差较小。从表 8.2.4 可以看出, $^3\text{He}(n, p)^T$ 反应能仅为 0.764 MeV, 对热中子通量测量是不利的, 但对快中子能谱测量则是有利的。将正比计数管中充以 ^3He 和某些重元素 (如 Ar、Kr、Xe 等) 混合气体, 就可以用于快中子能谱测量。图 8.2.9 是用 ^3He 正比计数管测量 1 MeV 中子的能谱图, 它们的分辨率约为 12%。由于快中子的反应截面小, 计数效率比慢中子低得多, 所以快中子峰比慢中子峰低得多。

反冲质子法 在 (8.2.1) 式中已经给出中子与核进行弹性碰撞时, 反冲核的能量。氢的反冲能量最大, 所以可以测量在一定散射角度的反冲质子能量, 从而推算中子能量。可以用电离室、正比计数管、闪烁探测器、半导体探测器等来测量反冲质子能量, 也可以用核乳胶, 根据反冲质子的径迹长度来决定它的能量。

中子与氢的弹性散射截面已作过精确测量, 其结果可以表示为下式, 精确度可达千分之几:

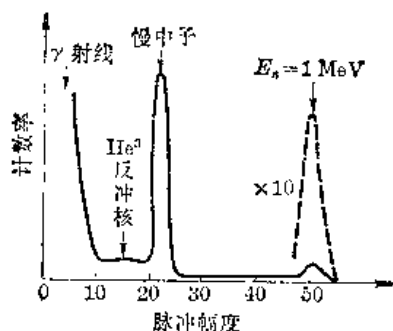


图 8.2.9 ^3He 正比计数管测出的 1 MeV 中子的能谱

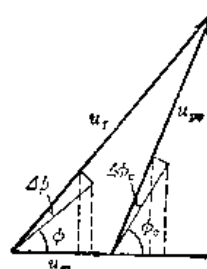


图 8.2.10 实验室坐标系和质心坐标系的转换

$$\sigma(E_n) = \left[\frac{3\pi}{1.206E + (-1.86 + 0.09415E + 0.0001306E^2)^2} + \frac{\pi}{1.206E + (0.4223 + 0.13E)^2} \right] \times 10^{-24} \text{ (cm}^2\text{)}, \quad (8.2.24)$$

式中 E 用 MeV 为单位。因此若每个能量为 E_n 的中子射入介质, 通过 $l(\text{cm})$ 距离, 并设介质内氢原子密度为 $N_H(\text{cm}^{-3})$, 那么它所产生的反冲质子总数为:

$$N_p = N_H l \sigma(E_n). \quad (8.2.25)$$

根据(8.2.1)式, 反冲质子能量为:

$$E_p = E_n \cos^2 \phi, \quad (8.2.26)$$

因为质子和中子的质量近于相等, 在 $E_n < 10 \text{ MeV}$ 内, 在质心坐标系中的反冲质子和散射中子的空间分布是各向均匀的, 即质心系中微分散射截面 σ_{ϕ_0} 为常数:

$$\sigma_{\phi_0} = \frac{1}{4\pi} \sigma(E_n).$$

它们在质心系中的速度方向相反, 数值都等于质心相对于实验室坐标系的速度。

现在来求在实验室系中反冲质子的能谱分布。这里需要进行坐标系转换, 如图 8.2.10 所示, 我们用 u_p 、 ϕ 和 u_{p0} 、 ϕ_0 分别代表实验室坐标系和质心坐标系中的质子速度和散射角, u_m 为质心的速度。在质心系中, 反冲角在 ϕ_0 到 $\phi_0 + \Delta\phi_0$ 范围内的质子数为:

$$\sigma_{\phi_0} \Delta\Omega_0 = \sigma_{\phi_0} \cdot 2\pi \sin \phi_0 \Delta\phi_0;$$

相应地, 在实验室坐标系中观察时, 对应的反冲角范围是 ϕ 到 $\phi + \Delta\phi$, 则散射质子数可表示为:

$$\sigma_{\phi} \Delta\Omega = \sigma_{\phi} \cdot 2\pi \sin \phi \Delta\phi.$$

无论在哪个坐标系中观察, 质子数是不变的, 即

$$\sigma_{\phi_0} \Delta\Omega_0 = \sigma_{\phi} \Delta\Omega.$$

所以

$$\frac{\sigma_{\phi}}{\sigma_{\phi_0}} = \frac{\sin \phi_0 d\phi_0}{\sin \phi d\phi}. \quad (8.2.27)$$

因为质子和中子质量相等, 所以 $u_{p0} = u_{m0}$ 。由图 8.2.10 可求出

$$\phi_0 = 2\phi,$$

故

$$\sigma_{\phi} = 4\sigma_{\phi_0} \cos \phi. \quad (8.2.28)$$

由此得出在实验室系中, 反冲质子的角分布:

$$\begin{aligned}
 n_p(\phi) &= \frac{dN_p}{d\phi} = \Phi_n N_H V \sigma_n 2\pi \sin \phi = \Phi_n N_H V \cdot 8\pi \sigma_{sc} \sin \phi \cos \phi \\
 &= \Phi_n N_H V \sigma(E_n) 2 \sin \phi \cos \phi,
 \end{aligned} \quad (8.2.29)$$

其中 Φ_n 为入射的单能中子通量, $N_H V$ 为探测器灵敏体积中靶核总数。将(8.2.26)式对 ϕ 微分并代入(8.2.29)式, 可以求得实验室系中反冲质子的能谱为:

$$n_p(E_p) = \frac{dN_p}{dE_p} = \frac{\Phi_n N_H V \sigma(E_n)}{E_n} = \frac{N_p}{E_n}, \quad (8.2.30)$$

其中 $N_p = \Phi_n N_H V \sigma(E_n) = \int_0^{E_n} n_p(E_p) dE_p = E_n n_p(E_p)$ 。

这是一个很简明的式子。图 8.2.11 就是单能中子散射产生的反冲质子的能谱形式。

反冲质子法测中子能谱可有下列两种方法。

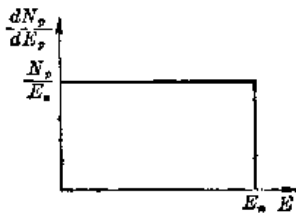


图 8.2.11 单能中子的反冲核能谱

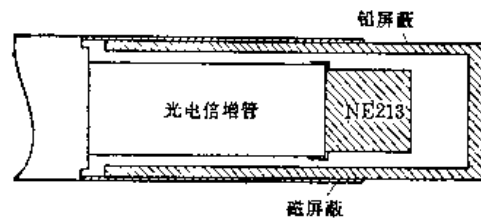


图 8.2.12 有机闪烁计数器测反冲质子

积分法 它实际上就是测量中子在探测器有效体积内所产生的所有反冲质子, 然后再根据反冲质子能谱反推出入射中子能谱。由上述可知, 当 $E_n < 10 \text{ MeV}$ 时, 单能中子所产生的质子能谱为:

$$n_p(E_p) = \begin{cases} \phi_n N_H V \sigma(E_n) / E_n; & \text{当 } E_p \leq E_n \\ 0. & \text{当 } E_p > E_n \end{cases}$$

若入射中子不是单能的, 而是具有一定的能谱分布 $\phi_n(E_n)$, 那么反冲质子能谱为:

$$n_p(E_p) = \int_{E_p}^{\infty} \frac{\phi_n(E_n) N_H V \sigma(E_n)}{E_n} dE_n. \quad (8.2.31)$$

这是不难理解的, 因为能量为 E_n 的中子所产生的反冲质子的能量是在 $0 \leq E_p \leq E_n$ 范围内均匀分布的, 所以能量为 E_p 的质子是由能量 $E_n \geq E_p$ 的所有中子所形成的能量为 E_p 的反冲质子迭加而成。因此, 实验上只要测出了反冲质子能谱 $n_p(E)$, 将 $n_p(E)$ 对 E 求微商, 就可以求出入射中子能谱。根据(8.2.31)式, 其微商为:

$$\frac{dn_p(E)}{dE} = - \frac{\phi_n(E) N_H V \sigma(E)}{E},$$

故由上式就可以求出中子能谱

$$\phi_n(E) = - \frac{E}{N_H V \sigma(E)} \frac{dn_p(E)}{dE}. \quad (8.2.32)$$

由于有机闪烁计数器和气体正比计数管(CH_4)只能收集全立体角的反冲质子, 不具有角度分辨能力, 故它们适于用积分法测定中子能谱。在托卡马克装置上, 已有用 NE213 液体闪烁计数器和 CH_4 正比计数管成功地测定了 D-D 反应产生的中子能谱。图 8.2.12 是一个在托卡马克装置上使用的有机闪烁探测器。闪烁体为型号 NE213 的液体, 铝外壳由环氧树脂密封, 它的外面用 0.7 cm 的铅层屏蔽 X 射线, 并有磁屏蔽层屏蔽杂散磁场。测量 D-D 反应的中子, 所得分辨率约为 20%。当中子能量 $E_n > 10 \text{ MeV}$ 时, 反冲质子在质心系中的角分布就不再是各向同性了, 这时单能中子所产生的反冲质子能谱就不再具有如图

8.2.11 所示的形式。因而由积分法测得的反冲质子能谱推算入射中子能谱也比较复杂, 常要利用电子计算机进行数据处理, 这已超出本书范围, 这里不详细介绍了, 若读者需要了解, 可参阅有关文献, 例如 [52]。用积分法测中子能谱有个严重缺点, 即从反冲质子谱变换成中子谱要作微分运算, 这使数据处理较复杂, 引入误差较大; 此外, 大角度散射的能量较小的反冲质子测量误差较大, 因而其能量分辨率不高。

微分法 测量与入射中子成一定角度 ϕ 的反冲质子, 然后由反冲质子能谱反推入射中子的能谱。由 (8.2.26) 式, 我们知道在实验室系中, 与入射中子方向成 ϕ 角的反冲质子能量与中子能量有简单的关系:

$$E_p = E_n \cos^2 \phi,$$

可见在反冲角一定时, 反冲质子能量和中子能量是一一对应的。因此, 微分法测出反冲质子能谱 $\frac{dN_p(E)}{dE}$ 谱, 由 (8.2.32) 式就可求出中子能谱。由于核乳胶中反冲质子的径迹方向是可以确定的, 所以它特别适于用微分法测定中子能谱。

核乳胶的成分和普通照相乳胶基本相同, 只是溴化银的比例更大, 粒度小而均匀, 而且特别是乳胶层厚度大得多, 例如可达 $600 \mu\text{m}$ 。同时明胶中含有大量氢 ($\sim 10^{22} \cdot \text{cm}^{-3}$), 反冲质子将形成一条潜影痕迹, 经显影定影后, 可以用显微镜来读出径迹长度。然后再根据乳胶的径迹长度与质子能量的关系, 就可以求得反冲质子能量。表 8.2.6 给出国产核-3 型乳胶的径迹长度与反冲质子能量关系。

表 8.2.6 核-3 乳胶中质子径迹与能量关系
(核-3 型乳胶 $\rho=3.285 \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$, 相对湿度 33%)

$E_p (\text{MeV})$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
$R (\mu\text{m})$	0.64	1.80	2.80	4.10	5.50	7.10	8.80	10.60	12.50	14.60
E_p	1.095	1.183	1.265	1.342	1.414	1.581	1.732	1.871	2.0	2.236
R	16.71	18.75	20.73	22.66	24.55	29.13	33.56	37.84	42.01	50.11
E_p	2.450	2.646	2.828	3.0	3.162	3.464	3.742	4.0	4.243	4.472
R	57.93	65.53	72.99	80.48	87.45	101.45	115.15	128.56	141.69	154.61
E_p	5.0	5.477	5.916	6.325	6.708	7.071	7.746	8.367	8.944	9.437
R	186.18	216.98	246.90	276.36	305.42	334.06	390.17	445.10	499.06	552.06
E_p	10.0	10.95	11.83	12.65	13.42	14.14	15.81	17.32	18.71	20.00
R	604.61	707.65	808.65	907.06	1005.82	1102.40	1339.35	1570.95	1797.95	2021.35

用这种方法确定反冲质子能量的基本误差来源是固有的统计涨落, 这包括带电粒子能量损耗的统计性和由于银盐颗粒性产生的统计涨落。进一步减小银盐粒度和提高均匀性, 能提高测量精度。大致上说来, 在中子能量为 10MeV 时, 能量分辨率可达 3%, 5MeV 时可达 5%, 而 1MeV 时就要超过 10% 了。测量中还要注意到乳胶收缩, 大气湿度等修正因素。用乳胶测定中子能谱的主要缺点是: 它只能测量时间积分的能谱, 不具有时间分辨能力; 且径迹的测量和分析的工作量很大。但由于它可测的能量范围较宽 ($0.1 \sim 20 \text{MeV}$), 在 MeV 以上时能区分的分辨率较高, 并且可在强 γ 本底照射下记录中子, 设备简单经济。所以, 它们是中子能谱测量中常用的一种方法。

飞行时间法 飞行时间法很早以前就是慢中子能谱测量的主要方法, 由于快速电子学技术的发展, 它已很有成效地应用于快中子能谱测量中。其原理很简单, 就是基于测量中子飞行时间来确定中子能量。当中子能量在几十 MeV 以下时, 可以不考虑相对论效应, 设中子飞行距离为 $L(\text{m})$, 中子能量为 $E_n(\text{MeV})$, 那么其飞行时间为:

$$t = \frac{72.3L}{E_n^{1/2}} \quad (\text{ns}). \quad (8.2.33)$$

将(8.2.30)式取微分, 得

$$dt = -0.957 \times 10^{-4} \frac{t^3}{L^2} dE_n.$$

因此, 中子能谱为:

$$n_n(E) = \frac{dN_n}{dE_n} = n_n(t) \frac{dt}{dE_n} = 0.957 \times 10^{-4} \frac{t^3}{L^2} n_n(t), \quad (8.2.34)$$

其中 $n_n(t)$ 为中子飞行时间分布。如果实验上测出了 $n_n(t)$, 则由上式就可以求出中子的能谱。由此可见, 该方法的关键在于测量飞行时间 t , 它要求中子必须是在同一时刻从同一地点出发的。在一般磁约束等离子体中所产生的中子, 这个要求是难以达到的, 只有惯性约束等离子体所产生的中子, 可以认为是同一时刻从点源发出的。因而, 只有在惯性约束等离子体诊断中才较普遍地利用飞行时间法测量中子能谱。我们将在第十章较详细地讨论与飞行时间测量有关的问题, 这里就不赘述了。

§ 8.3 粒子探针

利用各种带电的和不带电的粒子束作探针, 根据它们和等离子体的相互作用进行诊断的方法, 正日益受到重视, 并且已获得一些好的结果。

§ 8.3.1 中性粒子探针^[53~60]

中性粒子不受电磁场作用, 用它作为探针, 射入等离子体后, 将直接和等离子体中的粒子相互作用, 其结果入射粒子或者因散射而偏离了原飞行方向, 或者因电离而被电磁场所偏转, 因此沿原方向飞行的粒子束数量就要减少。根据测量粒子束的衰减, 就可以推断等离子体的一些参量。对于氢等离子体, 致使粒子束衰减的主要相互作用过程有下列几种:

- (1) 与质子电荷交换 $B^0 + H^+ \longrightarrow B^+ + H^0;$
- (2) 质子碰撞电离 $B^0 + H^+ \longrightarrow B^+ + H^+ + e;$
- (3) 电子碰撞电离 $B^0 + e \longrightarrow B^+ + e + e;$
- (4) 电子剥离 $B^0 + H_2 \longrightarrow B^+ + H_2 + e;$
- (5) 质子、中性气体和电子引起的弹性散射;
- (6) 与杂质原子的电荷交换 $B^0 + M^Z \longrightarrow B^+ + M^{Z-1},$

其中 B^0 代表入射原子束, M^Z 代表电离度为 Z 的杂质原子。中性粒子的衰减方程为:

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dx} = -\frac{1}{v_B} \sum_j \sum_k \iint \sigma_k(v_{jB}) v_{jB} N_j f(v_j) dv_j dx, \quad (8.3.1)$$

σ_k 代表第 k 种反应的截面, N_j 为第 j 种靶粒子密度, $f(v_j)$ 为其速度分布函数, v_B 为入射粒子速度, v_{jB} 为靶粒子与入射粒子之间的相对速度。这个公式可以进一步简化, 对中性气体分子和氢离子, 只要适当选择入射束能量, 就可以保证 $v_0, v_p \ll v_B$ (v_0, v_p 分别为中性气体分子和质子的速度), 则 $v_{jB} \simeq v_B$; 对于电子, 当束能量不太大时, 则有 $v_e \gg v_B$, 所以 $v_{eB} \simeq v_e$ 。

于是, 衰减方程就可以简化为:

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} = \exp \left\{ - \left[\sigma_e \int_{l_p} N_p dl + \frac{\langle \sigma_{ie} v_e \rangle}{v_B} \int_{l_p} N_e dl \right. \right. \\ \left. \left. + \sigma_{oi} \int_{l_0} N_0 dl + \sum_{i \neq e} \sigma_{iz} \int_{l_i} N_{iz} dl \right] \right\}, \quad (8.3.2) \\ \langle \sigma_{ie} v_e \rangle = \int f(v_e) v_e \sigma_e(v_e) dv, \end{aligned}$$

式中 I_0 为入射束强度, σ_{ie} 、 σ_{iz} 、 σ_{oi} 分别表示电子电离、杂质离子电离和中性气体分子总截面(包括剥离和散射); σ_e 是质子总截面, 包括电荷交换、碰撞电离和弹性散射三种截面积; N_p 、 N_e 、 N_0 、 N_{iz} 分别代表氢离子、电子、中性氢和第 i 种杂质的 Z 阶电离态的密度; l_p 为束粒子通过等离子体的行程; l_0 为束粒子通过包括等离子体外围中性气体层在内的总行程。图 8.3.1 给出入射粒子为 H^0 时上述(1)~(5)过程的碰撞截面随入射的 H^0 束能量的变化曲线。其中(1)、(2)、(5)过程的靶粒子都是氢离子, 其截面可以合并, 即 $\sigma_e = \sigma_{eH} + \sigma_{eH} + \sigma_{eH}$, 它也已画在图上。可见当 H^0 束能量在 $2 \sim 20$ keV 时, 它与氢离子碰撞的反应是主要的衰减过程。我们定义等离子体对中性束的总衰减截面 σ_p 为:

$$\sigma_p = \frac{\ln(I_0/I)}{\langle N_e l_p \rangle}, \quad (8.3.3)$$

其中

$$\langle N_e l_p \rangle = \int_{l_p} N_e dl$$

是沿弦线积分的等离子体密度, 它可以由微波或激光干涉方法测得。这样由(8.3.2)式就可求得:

$$\sigma_p = \frac{\langle N_p l_p \rangle}{\langle N_e l_p \rangle} \sigma_e + \frac{\langle \sigma_{ie} v_e \rangle}{v_B} + \frac{\sum_{i \neq e} \sigma_{iz} \int_{l_i} N_{iz} dl}{\langle N_e l_p \rangle}, \quad (8.3.4)$$

其中

$$\langle N_p l_p \rangle = \int_{l_p} N_p dl$$

是沿弦线积分的等离子体离子密度。一般中性氢分子对中性束衰减的贡献是较小的, 故上式已将它忽略。当杂质离子对束衰减的贡献可忽略时,

由束衰减测量得的 $\left(\frac{I_0}{I}\right)$ 值, 根据上式就可求出线积分的离子密度 $\langle N_p l_p \rangle$ 。这样只要测量了不同弦线上的 $\langle N_p l_p \rangle$ 值, 就可以由相应的阿贝尔变换求得离子密度分布。当杂质离子对束衰减的贡献不能忽略时, 我们就必须先假定一个杂质离子分布模型, 并由电中性条件和已测得的电子密度分布, 导出氢离子的密度分布, 然后代入(8.3.2)式进行数值计算, 求出相对衰减值。再将这些计算值与不同弦线和不同束能量测得的 $\left(\frac{I}{I_0}\right)$ 值进行比较, 求出它们的平方偏差之和。由此比较就可修正杂质离子的分布模型, 并重新进行上述计算, 直到它们的均方偏差之和最小为止, 于是就可以得到与实验点最佳符合的杂质离子和氢离子密度分布曲线。

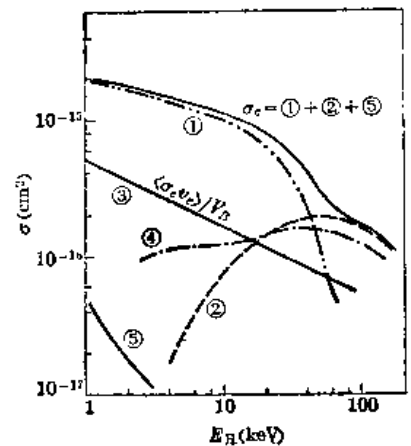


图 8.3.1 各种截面与入射 H^0 束能量的关系

为能从束衰减实验推算出氢离子密度分布, 截面 σ_0 、 $\langle\sigma_e v_e\rangle$ 、 σ_{te} 必须是已知的。截面 σ_0 和 $\langle\sigma_e v_e\rangle$ 可从文献[58、59]查得; 杂质离子的截面实验数据比较缺乏, 可按文献[60、61]的理论进行估算。

中性束衰减实验用的设备, 除了需要一个中性束注入系统外, 还需要有中性束的测量系统。中性束测量系统与中性能谱仪基本相同, 只是它不需要进行多道测量, 用单道能谱仪就可以了。

如果采用重原子束作为探针就更容易和等离子体中的逃逸中性原子相区分, 不过这时束原子的速度比较慢, 对于高温等离子体说来, 相对速度将主要由靶原子的热运动速度决定。这时常用的原子束是碱金属原子束(如钾束等), 因为它比较容易获得。只需要在离子源的真空系统中, 放入少量的钾, 加热到约 250°C , 就可以有足够的钾蒸气。它在电子枪附近被电子电离, 由电场加速, 然后再在钾蒸气中电荷交换, 这就形成了高速的钾原子束。钾原子在氦等离子体中衰减的主要过程是和电子的碰撞电离, 以及和氦的碰撞电离和电荷交换。图 8.3.2 给出了在不同的电子温度和离子温度下按麦克斯韦分布计算的 $\langle\sigma_{te} v_e\rangle$ 和 $\langle\sigma_{te} v_D\rangle + \langle\sigma_{eD} v_D\rangle$ 的数据。图中画出三种束能量的数据, 可见当等离子体温度比较高时, 束的能量对截面基本上没有影响, 而截面随温度的变化也很缓慢。若忽略杂质和中性原子对束衰减的贡献, 则有

$$\frac{I}{I_0} = \exp \left\{ -\frac{\langle N_e l_p \rangle}{v_B} \left[\langle\sigma_{te} v_e\rangle + (\langle\sigma_{te} v_D\rangle + \langle\sigma_{eD} v_D\rangle) \frac{\langle N_e l_p \rangle}{\langle N_e l_p \rangle} \right] \right\}. \quad (8.3.5)$$

因而仍然可以根据实验测出的 $\frac{I}{I_0}$ 值, 由上式求出氦等离子体的线积分密度。在上面的讨论中, 我们忽略了杂质影响, 但是当杂质较多, 尤其是存在重元素杂质时, 杂质的影响就不能忽略, 因为杂质的碰撞截面要比氦原子大得多。事实上在实验结果中如果忽略杂质, 有时就会发现所得到的等离子体密度会与入射粒子束的能量有关。这是杂质的影响, 而且各种杂质截面与能量有各自不同的关系。因此有可能通过不同能量粒子束的衰减测量来求等离子体中杂质的含量。当然, 这需要知道等离子体的主要杂质成分, 并且要知道它们的截面的详细数据。

中性粒子束探针还常常和其它诊断方法相结合, 以获得更多的等离子体数据。例如在 § 8.1 节中讲的利用电荷交换中性粒子能谱测定离子温度的方法中, 只能近似地推算出中心

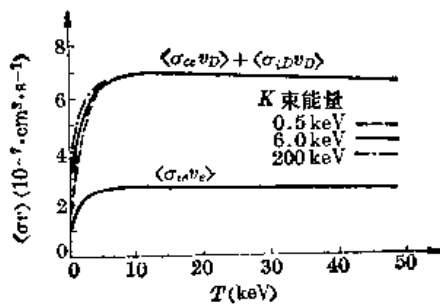


图 8.3.2 K 原子束碰撞截面数据

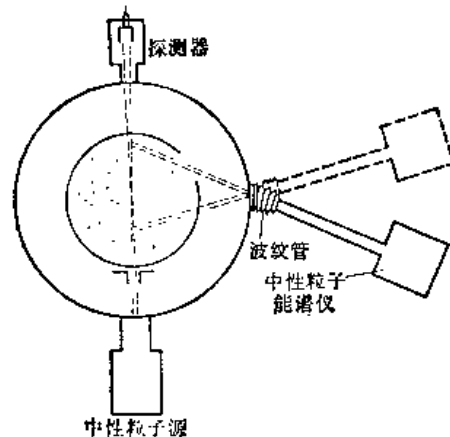


图 8.3.3 中性粒子注入配合逃逸中性粒子测量的安排

的离子温度;而且随着装置规模的扩大,外围冷的气体更难以扩散到等离子体内部,使得中心所产生的电荷交换的快中性粒子数量减小;生成的中性粒子在向外逃逸时还会发生严重的衰减,使得接收到的中性粒子数量降低,而且使能谱畸变。一个补救办法,就是从外面注入中性粒子束,使在束的行程部分中性原子的密度局部地增加,这样就可以提高逃逸中性粒子数量,同时也就可以获得空间分辨能力。图 8.3.3 是采用中性粒子注入的中性粒子能谱仪的结构示意图。由于电荷交换过程中两个原子能量几乎都不发生变化,所以这个中性原子束虽然具有较高能量(例如 15 keV),但并不影响高温离子通过电荷交换生成的中性原子的能谱,从而使电荷交换中性粒子数量增加。例如在美国 2XII 的磁镜装置上,用 10 A, 10 cm 直径的 H^0 束注入,就使测量的电荷交换中性粒子数目增加了 100 倍。并且还可以使中性粒子能谱仪沿图所示的方向转动,测量中性束上不同点处产生的逃逸中性原子能谱,就可以获得离子温度分布的数据。

另一种可以和中性粒子探针相结合的诊断途径就是光谱分析。由于中性粒子在穿过等离子体的途径中可能受到激发而发出特征谱线,它会带出等离子体局部地区的参量信息。例如我们在第三章已介绍了利用中性锂束在等离子体中激发的特征谱线在磁场中的塞曼分裂,可以测量局部的磁场方向,从而测量出托卡马克角向磁场的分布。此外,我们也可以利用碱金属中性束与等离子体离子电荷交换产生的高激发态的氢(或氘)原子,测量它所发射的特征谱线的多普勒展宽,从而也就有可能测量出离子温度的分布。

§ 8.3.2 离子束探针^[67~75]

用离子作为探针的一个明显特点,就是离子射入等离子体后将受到电磁场的作用,首先它要受到强大的磁场作用,因此离子束要作曲线运动。其曲率半径为:

$$r = \frac{Mv}{ZeB_{\perp}} = \frac{\sqrt{2ME}}{ZeB_{\perp}} \quad (8.3.6)$$

若 E 以 eV 为单位,粒子的原子量为 A , 则上式就可化为:

$$r = 1.44 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{AE}}{ZB_{\perp}} \quad (\text{m}) \quad (8.3.6')$$

用离子束作为探针的必要条件是其曲率半径必须大于真空室的截面半径,这样离子束才能深入等离子体中心,并且穿出真空室而被探测器所接收。举例来说,若用 100 keV 的 Tl^+ 束,垂直地射入 $B=10 \text{ kG}$ 的磁场内,其曲率半径为:

$$r = 1.44 \times 10^{-4} \sqrt{203 \times 10^5} = 0.69 \quad (\text{m})。$$

由上式可见,装置截面半径越大,磁场越强,要求 \sqrt{AE} 也越大。因此通常用重离子作探针,以免要求粒子的能量过大。常用的离子是 Tl^+ , 其它离子如 Rb^+ 、 Cs^+ 、 Na^+ 、 K^+ 、 Li^+ 等也有采用。这种碱金属在溶液中很易以一价离子状态存在,将离子交换树脂放在含有所需离子的浓溶液中,就可以吸附大量的该种离子。离子交换树脂可以载在一个陶瓷小筒上,只要在真空中加热陶瓷筒($\sim 1000^\circ\text{C}$),就可以释放出离子,不需要电离过程。图 8.3.4 是这种离子源的一个例子,陶瓷筒表面释放的离子用静电场从吸极孔吸出,通过两次静电透镜聚焦,再被静电场加速到所需能量,并用偏转板调变它的方向。这样就可以简便地获得所需离子束,它的能量和飞行方向都可以快速调变。一般离子探针所用的流强为 $\mu\text{A} \sim \text{mA}$ 量级,而能量在 $10 \sim 200 \text{ keV}$ 。

目前常用的离子束探针诊断的基本思想是:当具有一定荷质比的初始离子沿某一轨道

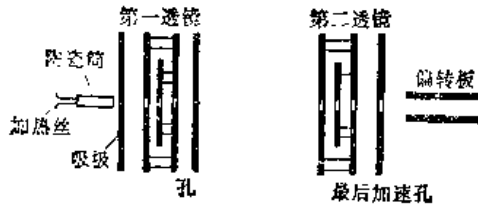


图 8.3.4 离子源示意图

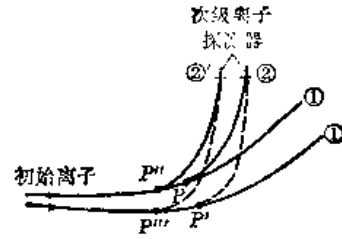


图 8.3.5 离子轨迹示意图

运动(如图 8.3.5 中的 ①)时,如果在某一点 P 和等离子体发生相互作用,产生一个荷质比不同的粒子(如再次电离离子),那么它在电磁场作用下将沿另一轨道(图中 ②)运动,在出口处可以测量和分析次级离子的数量、能量、荷质比等。如果 ① 和 ② 轨道是可以计算的话,电离点 P 的位置就可以确定。次级离子的数量比例于 P 点的等离子体密度和相互作用截面,次级离子能量的改变与 P 点的空间电位有关,而动量的改变则与磁场 B_P 有关。所以次级离子中包含有关电离点 P 处等离子体状态的不少信息。设入射的初始离子束流强为 I_0 ,则到达电离点 P 时,该离子束由于电离等原因已衰减为:

$$I_P(r_P) = I_0 \exp \left[- \int_a^{r_P} N_e(r) \sigma_1^{eff}(r) dl \right], \quad (8.3.7)$$

其中 a 为束入射到等离子体边界的坐标, r_P 则是 P 点坐标 σ_1^{eff} 为初始离子束的有效衰减截面,积分是沿束轨迹进行的, dl 是微分长度。初始离子束在 r_P 处附近 λ 长度上所生成的次级电离离子的强度为:

$$I_s(r_P) = I_P(r_P) N_e(r_P) \sigma_{12}^{eff}(r_P) \lambda, \quad (8.3.8)$$

其中 σ_{12}^{eff} 为初始离子变为次级离子的有效截面。它沿轨道 ② 飞行后从等离子体射出而被离子探测器所接收,其强度为:

$$I_s(r_P, d) = I_P N_e(r_P) \sigma_{12}^{eff}(r_P) \lambda \exp \left[- \int_a^{r_P} N_e(r) \sigma_1^{eff}(r) dl \right] \times \exp \left[- \int_{r_P}^d N_e(r) \sigma_2^{eff}(r) dl \right], \quad (8.3.9)$$

其中 d 为次级离子出射点坐标, $\sigma_2^{eff}(r)$ 为次级离子的有效衰减截面,最后一个积分按次级离子的轨迹进行。由此可见,如果 $N_e(r_P) \sigma_{12}^{eff}(r_P) \lambda \ll 1$ (通常都是这种情况),则探测器电流随 r_P 的变化主要由 $N_e(r_P) \sigma_{12}^{eff}(r_P) \lambda$ 决定,而 $\sigma_{12}^{eff}(r_P)$ 是慢变化的函数(它主要由初始离子束的能量决定), λ 由几何因素决定,因此探测器所测得的强度随电离点位置的变化,实际上是与 $N_e(P)$ 近似成正比的;而且如果等离子体存在密度涨落,其涨落波长大于 λ ,则就可以观测到探测器电流的相应的调制现象,从而可以测定等离子体密度涨落。此外,如果电离点 r_P 处的等离子体空间电位为 $\phi(r_P)$,则从等离子体出射的次级离子的能量为:

$$E_s = E_P - Ze\phi(r_P) + (Z+1)e\phi(r_P) = E_P + e\phi(r_P). \quad (8.3.10)$$

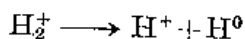
因而通过测量次级离子的能量,就可以测定在电离点 r_P 处的等离子体空间电位。如果我们能够改变所测量的电离点 r_P 的位置,我们就有可能通过测量次级离子的强度和能量来测定电子密度和空间电位的分布。我们用以下几种方法实现电离点的扫描测量:首先,通过改变入射离子束的初速度或者改变离子束的方向来改变离子束的轨道,如图 8.3.5 所示,原始轨道由 ① 改变为 ①',则当次级离子探测器的位置不变时,它所探测的就是另一个电离点 P' 的等离子体参数;其次,不改变初始离子束轨道,仅改变次级离子探测器的位置,则也可以改

变所探测的电离点的位置(如图中 P'' 点)。初始离子束的轨道改变可以用锯齿波自动扫描,而次级离子探测器可以用多个探测器的阵列,这样就可以相当方便地、迅速地测量出等离子体参数的空间分布。

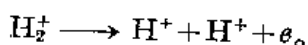
这种诊断方法的困难在于如何确定粒子轨道,因为我们只能在入射口和出射口处测量粒子,至于在等离子体内部的轨道,需要根据等离子体内部电磁场的分布来进行计算。磁约束等离子体中必然存在强大的磁场,等离子体虽然是良导体,但由于存在一些波动和不稳定现象,也会有空间电场的分布。等离子体中磁场分布常常是已知的,而电场分布则很难计算,也难以测定。离子探针的一个重要目的恰恰就是要测量空间电位的分布。由于这个原因也需要提高初始离子的能量,使得电磁作用力中的磁场项远远超过电场项,从而离子在等离子体中的轨迹主要由磁场决定。一般等离子体中空间电位数在几百伏量级,如果离子能量比它大得多的话,那么空间电位对离子轨道的影响就可以忽略了。不过这时若要通过次级离子能量变化来测定空间电位,则对能谱仪的能量分辨率就有较高的要求,所以离子束能量也不宜过高。

此外也可用逐次近似的方法测定等离子体的空间电位,即先根据某些物理模型,假设等离子体中具有某种电位分布形式,其中可以有几个待定参量。然后用不同初速的离子束注入,测量它的初始离子的出射位置,并将此测量值与计算值比较,求得待定参数值。计算自然是很复杂的,一般都要用计算机来进行。这样初步得到了一个电位分布后,就可以用能量不高的离子束作为探针去测量电位分布。再将测量的电位分布与原来假设的电位分布比较,如果两者有明显差别,就可以根据改正的电位分布,重新处理实验数据,直至两者基本相符为止。下面我们列举一些用离子探针测量几种等离子体参数的例子。

用 H_2^+ 束测量等离子体密度 用范德格拉夫静电加速器所产生的 1.8 MeV 的 H_2^+ 离子作为探针,射入等离子体后,利用氢分子离子在等离子体中发生的离解作用得到次级离子:

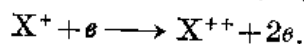


或



不管哪种情况, H^+ 离子将得到 0.9 MeV 能量,空间电位与此相比很小,它对离子轨道的影响可以忽略。于是离子轨道主要由磁场决定,从而可以计算出来。这样,只要测量了次级离子强度随电离位置的变化,就可求出等离子体电子密度分布。氢分子离解截面约为 $10^{-28} \sim 10^{-27}\text{ cm}^2$,如果等离子体密度 $\sim 10^{14}\text{ cm}^{-3}$,那么次级离子束流强可以达到初始的离子束流强的千分之一左右。所以初始离子束流强度在 μA 量级,就可以得到足够的可测的次级离子流。离子探针的空间分辨能力取决于探测器的宽度和束流宽度,也与离子轨道的曲率半径有关,曲率半径越大,交点的不确定性也越大。

重离子测空间电位 如果采用重离子束且使它在等离子体中再次电离,即



那么它所产生的次级离子将由于电荷发生改变和电离点处存在空间电位,从而使其能量发生变化。正如前述,若电离点 P 的空间电位为 ϕ ,初级离子的初始能量为 E_0 ,那么它到达 P 点时能量为 $E_0 - e\phi$; 变成次级电离离子后,能量仍近于 $E_0 - e\phi$,但是当它飞出等离子体时能量将为:

$$E_0 - e\phi + 2e\phi = E_0 + e\phi_0.$$

因此,我们只要测出次级离子和初级离子能量差,就可以测得 P 点的空间电位 ϕ 的数值。

这里我们讨论一下测量次级离子能量用的静电分析器的结构。随着离子束的扫描,次级离子的能量和出射方向都有小的变化,静电分析器需要迅速而准确地测出次级离子能量。因此,这里最好用前述的 30° 平行板静电分析器(如图 8.3.6a 所示)来测量次级离子的能量。因为这种分析器具有二阶聚焦特性,其射程随入射角偏离 30° 的变化不太灵敏,例如当入射角从 22° 变化到 36° 时,其射程与 30° 的射程相差小于 0.3%。至于分析器怎样跟踪离子能量并给出正确的读数,可用图 8.3.6b 来说明。在分析器出口处的探测器中有两块相邻的收集板,如果两板收集的离子电流不一样,它们的输出电流通过差分放大器放大后产生一个反馈电压,加到静电分析器的电压板上,使离子行程自动改变,一直到离子束正好射到两收集板中间,两收集板上收集的离子电流相等时为止。这时读出反馈电压的数值,就可以求得离子能量的变化。图中扫描电压 V_y 调变离子能量, V_x 改变离子束入射到等离子体的方向。多道记录系统则把各种 V_x 和 V_y 值所对应的反馈电压记录下来,经过适当处理就可以求得等离子体中的空间电位的分布。

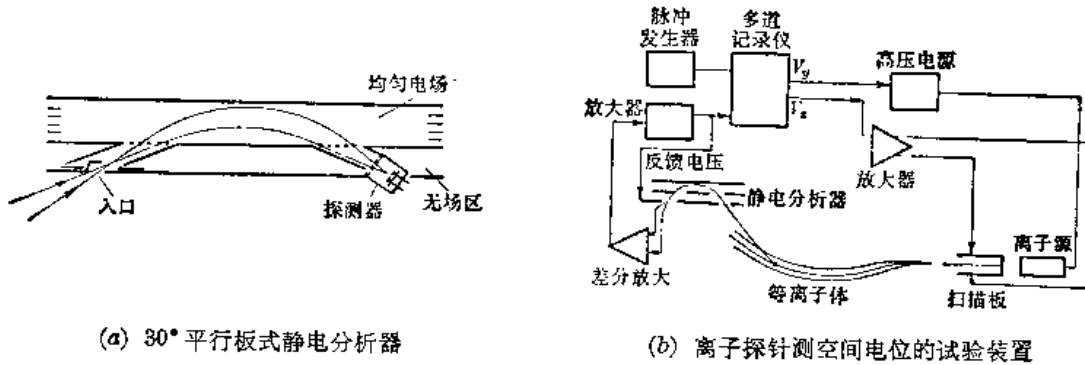


图 8.3.6

用两种离子探针测定电子温度的空间分布 因为离子再次电离的截面主要与电子速度有关,因而也与电子温度有关。初始离子因与电子碰撞电离而在空间某点所产生的次级离子的数量可表示为:

$$\frac{dI}{dx} = I_0 N_e \frac{\langle \sigma_{ie} v_e \rangle}{v_B} = I_0 N_e \sigma(T_e),$$

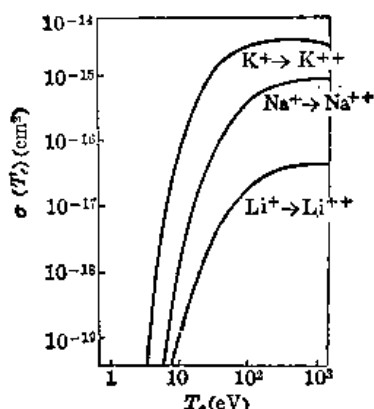
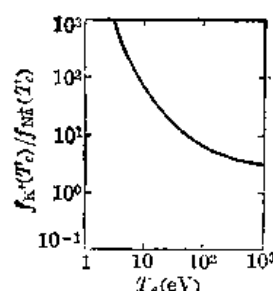
式中 N_e 为电子密度, I_0 为初级离子电流, $\sigma(T_e)$ 代表初始离子与电子碰撞电离的有效截面。根据已知的电子碰撞电离截面数据(对于 K^+ 、 Na^+ 、 Li^+ 等离子,有较可靠的次级电离截面测量数据),假设电子的速度符合麦克斯韦分布,那么可以计算出有效截面 $\sigma(T_e)$ 与 T_e 的关系,如图 8.3.7 所示。如果在出口处测量次级离子电流,它应当为:

$$I' = \gamma I_0 N_e \sigma(T_e), \quad (8.3.11)$$

式中 γ 是一个与 T_e 无关的几何因子,可以估算出来。不过这里包含两个未知因素 N_e 与 T_e 。要分别求出它们,可以利用两种离子作实验,求从同一位置产生的两种次级离子的相对数值,加以比较:

$$\frac{(I'/I_0)_1}{(I'/I_0)_2} = \frac{\gamma N_e f_1(T_e)}{\gamma N_e f_2(T_e)} = g(T_e). \quad (8.3.12)$$

这个比值与 N_e 无关,而仅唯一地取决于 T_e 。图 8.3.8 画出了 K^+ 作为第一种离子, Na^+ 作为第二种离子时,它们的有效截面之比值随温度变化的情况。可见它随温度升高而单调下降,因此可以根据测量比值来确定温度。温度确定后,还可以由(8.3.11)式求出 N_e 值。如

图 8.3.7 K^+ 、 Na^+ 、 Li^+ 的再电离有效截面图 8.3.8 K^+ 、 Na^+ 再电离截面的比值

果次级离子由能量分析器测出其能量,则还可以决定空间电位。

图 8.3.9 是这种测量的布置示意图。离子源可以采用前面讲过的热发射离子源,它发射的离子由静电场加速到所需能量。一般使用的离子能量在 $10 \sim 100 \text{ keV}$ 范围内,根据磁场强度和预定的轨道而定。流强一般在微安量级就够了,这就不致于会影响等离子体的状态。离子束射出后,先经过一对偏转板,用电压加以偏转或扫描。初级离子探测器要有较大的接收面积,而次级离子探测器要用窄缝准直,以便得到好的空间分辨率。

离子探针还可以有其它的诊断途径。例如,如果离子电荷符号和等离子体空间电位符号一致,那么离子能量将按 $E_0 - \phi(r)$ 变化,如果离子初始能量 $E_0 \ll$ 空间电位 $\phi(r)$,离子将被阻挡而完全不能通过等离子体。根据离子所通过的阈能,可以了解空间电位的极大值。

又例如,如果离子通过静止的电磁场时,它的能量是不会发生变化的,但是如果电磁场是随时间变化的,那么离子通过后,能量就要发生变化。根据离子能量变化情况,也可以得到一些电磁场变化的数据。这种电磁场变化常常是与某种不稳定性有关,当离子速度接近于该不稳定性的相速度时,就会有强的相互作用,离子的能量也会有大的变化,因此从离子能量变化的频率可推算不稳定性波动的频率。不稳定性的频率可以从几千周直到离子的回旋频率。此外,离子在电磁场中将沿着一个复杂的轨道运动,其运动速度还会受电场影响,因此它沿某一轨迹运行的时间就与电场的分布有关。测量不同能量粒子越过等离子体所需的时间,也可以得到有关电场分布的数据。不过这几种方法所得结果不那么直接明确,难以有好的空间分辨能力,故没有得到普遍应用。

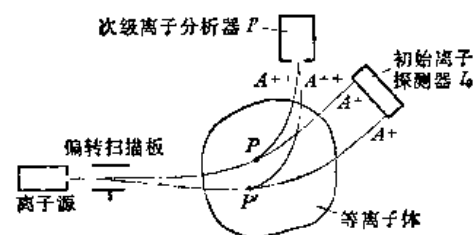


图 8.3.9

参 考 文 献

- [1] McDaniel, E. W., Collision Phenomenon in Ionized Gases, Wiley, 1964.
- [2] Wharton, C. B., Course on Diagnostics and Data Acquisition Systems, p. 70, Pergamon Press, 1975.
- [3] Plasma Physics, 16, 267 (1974).
- [4] Nucl. Fusion, 13, 271 (1973).
- [5] Nucl. Fusion, 10, 145 (1970).
- [6] Freeman, R. L., Jones, E. M., Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments, CLM-R137 (1974).

- [7] *Nucl. Fusion*, **12**, 65(1972).
- [8] Adlam, J. H. and Aldcroft, D. A., The Measurement of the Efficiency of a Helium Gas Cell for the Conversion of a Beam of Energetic Hydrogen into a Proton Beam, **CLM-R100**(1969).
- [9] Tawara, H., Cross Sections for Charge Transfer of Hydrogen Beams in Gases and Vapors in the Energy Range 10eV~10keV, **IPPJ-AM-1**(1977).
- [10] **CLM-R-49**(1965).
- [11] Septier, A., Focusing of Charged Particles, Vol. II, Chaps. 3 and 4, Academic Press, 1967.
- [12] Roboz, J., Introduction to Spectrometry Instrumentation and Technique, Interscience Pub., 1968.
- [13] Rudd, M. E., Low Energy Electron Spectrometry, pp. 17~34, Wiley-Interscience, 1972.
- [14] Simpson, J. A., Methods of Experimental Physics, Vol. **4A**, pp. 124~135, Academic, 1967.
- [15] Kuyatt, C. E., Methods of Experimental Physics, Vol. **7A**, pp. 1~43, Academic, 1968.
- [16] 季欧, 质谱分析法, 原子能出版社, 1978.
- [17] *Jap. J. Appl. Phys.*, **9**, 1154(1970).
- [18] *Rev. Sci. Instrum.*, **26**, 850(1955).
- [19] *Rev. Sci. Instrum.*, **41**, 1409(1970); **41**, 1778(1970).
- [20] *物理*, **9**, 29(1980).
- [21] *Rev. Sci. Instrum.*, **31**, 264(1960); **31**, 720(1960).
- [22] *Int. J. Mass Spec. and Ion Phys.*, **11**, 255(1973).
- [23] *Nucl. Instr. and Meth.*, **162**, Part II, 587(1979).
- [24] *Rev. Sci. Instrum.*, **43**, 1327(1972).
- [25] *Rev. Sci. Instrum.*, **37**, 1562(1966); **38**, 1477(1967).
- [26] Kurz, E. A., American Laboratory (1979).
- [27] *Appl. Spectry.*, **25**, 246(1971).
- [28] *Anal. Chem.*, **41**, 1966(1969).
- [29] *Ж. Т. Ф.*, **30**, 1456(1960).
- [30] *И. Т. Ф.*, № **3**, 63(1971).
- [31] *Nucl. Fusion*, **8**, 81(1968); **12**, 607(1972).
- [32] *J. Phys. Soc. of Japan*, **41**, 625(1976).
- [33] *ЖЭФТ Пучки*, **18**, 286, 300, 570(1973).
- [34] *Ж. Т. Ф.*, **45**, 56(1975).
- [35] *IEEE Trans.*, **PS-7**, 135(1979).
- [36] *Rev. Sci. Instrum.*, **50**, 1227(1979).
- [37] Davis, S. L., et al., The Charge Exchange Analyzer for Mass Resolved Ion Temperature Measurements on **PLT**, **PPPL-1478**(1979).
- [40] Kaita, R., Medley, S. S., A Study of the Mass and Energy Resolution of The E/B Charge Exchange Analyzer for TFTR, **PPPL-1582**(1979).
- [41] **ORNL-5154**, §2.2.3 (1976).
- [42] *Plasma Phys.*, **20**, 1199(1978).
- [43] 许金奎、周德林、杨开斌, 高温等离子体诊断方法——中子发射的特征和测量, 内部报告(1974).
- [44] 袁汉铭等, 中子源及其应用, 科学出版社, 1978.
- [45] UCRL-51298.
- [46] Marion, J., et al., Fast Neutron Phys., 1961.
- [47] Price, W. J., Nuclear Radiation Detection, 2nd Edition, p. 311, McGraw-Hill, 1964.
- [48] England, J. B. A., Techniques in Nuclear Structure Physics, Part I, p. 116, Macmillan, 1974.
- [49] *Nucl. Instr. and Meth.*, **162**, 507, 539(1979).
- [50] *Plasma Phys.*, **15**, 611(1973).
- [51] *Phys. Rev. Lett.*, **32**, 661(1974).
- [52] *Nucl. Instr. and Meth.*, **97**, 275(1971).
- [53] **IPPJ-181**(1973).
- [54] *Sov. Phys.-Tech. Phys.*, **11**, 63(1966); **12**, 1135(1968); **15**, 1252(1971).
- [55] *Sov. Phys.-JETP Lett.*, **19**, 166(1974).

- [56] **EUR-CEA-FC-957**(1978).
- [57] *Nucl. Fusion*, **19**, 1261(1979).
- [58] **CLM-RHZ**(1971).
- [59] *Phys. Rev.*, **103**, 896(1956).
- [60] *Phys. Rev.*, **A17**, 534(1978).
- [61] *J. Phys.*, **B11**, 875(1978).
- [62] **IPP IV/80**(1975).
- [63] Eubank, H. P., Course on Diagnostics and Data Acquisition Systems, p. 152, Pergamon Press, 1975.
- [64] *IEEE Trans.*, **PS-1**, 17(1973).
- [65] *Nucl. Fusion*, **14**, 573(1974).
- [66] *IEEE Trans.*, **PS-5**, 106(1977).
- [67] *IEEE Trans.*, **PS-4**, 1(1976).
- [68] *IEEE Trans.*, **PS-2**, 250(1974).
- [69] *Nucl. Fusion*, **10**, 195(1970).
- [70] *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 839(1973).
- [71] *Phys. Fluids*, **16**, 1772(1973).
- [72] **UCRL-73729**(1972).
- [73] **AD-775051**(1973).
- [74] *Phys. Rev. Lett.*, **34**, 1085(1975).
- [75] *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 485(1976).

第九章 等离子体和壁的相互作用

§ 9.1 等离子体和壁相互作用的研究情况

§ 9.1.1 概况

前面几章都是讨论高温等离子体本身的各种参数的诊断方法,随着研究的深入以及建立聚变反应堆的问题逐渐提上日程,研究的范围也就必然要扩大,其中首先碰到的重要问题就是等离子体和壁的相互作用。我们知道实现受控热核反应的基本问题就在于如何约束这样高温的燃料,目前虽然可以用强大的磁场将等离子体约束起来,在短时间内获得一个平衡状态。但是这种约束是不完全的,即使在平衡状态,仍有大量的逃逸电子、中性原子和大量的电磁波辐射,它们都由真空室壁,即所谓第一壁所承受。在约束过程中真空室中的限制器起着保护器壁的作用,但是它自己总会遭受等离子体的轰击,并且通过一些物理过程会放出原子,这些原子又可以和真空室壁作用。当约束破坏后,大量的等离子体都会轰击真空室壁。一旦聚变反应发生,更会有大量中子、 γ 射线和其他放射性产生。中子和 γ 射线都有强的穿透力,因此就不止是第一壁的问题了。特别是中子,它的能量和密度比裂变反应堆所产生的中子还要高,所以在裂变工程中已做出的大量有关中子辐照作用的研究还不足以应付聚变反应堆的需要。聚变反应堆中中子能量约在14兆电子伏(D-T反应),估计通量在 $10^{14} \sim 10^{16}$ 厘米⁻²秒⁻¹范围,这种强大的中子流既有着巨大的破坏能力,又应当加以充分利用。在聚变反应堆中利用中子进行氦的再生是关键性问题,氦工艺的研究已提上日程。

我们在这里将仅限于讨论等离子体和第一壁及限制器的相互作用问题,因为这个问题最迫切,国外已做了大量工作,也发展了不少诊断方法。等离子体和器壁的相互作用,一方面与等离子体内气体成分密切相关,而气体的有效 Z 数值是影响等离子体约束性能的重要参数之一;另一方面它严重影响真空室的寿命。我们知道,不要说经过中子辐射后有强的放射性情况,即使在目前的实验装置中,要更换一个真空室,也是一件很费力气的事,所以真空室如果没有足够长的使用寿命,就会根本没有实用价值。这方面虽然已做了不少工作,但是由于情况的复杂和研究工作开展的时间还相当短,因此研究得还很不彻底,诊断方法也显得比较零散,不够成熟。但是鉴于问题的重要性,我们作一简要介绍。本节将介绍一些重要的研究结果,给出一些有用的数据,下节介绍一些诊断工具,第三节介绍一些实验安排和实验装置。

§ 9.1.2 基本物理过程

下面介绍的几种粒子束和面体表面相互作用的基本物理过程,大部分结果是用离子源进行的模拟实验获得的,它们虽然不一定能直接应用于热核装置,但是由于实验条件比较简化和明确,容易得到带有普遍意义的定量结果,所以对于热核装置的研究还是很有用途的。

背散射 这是指入射粒子经过与面体表面中的粒子作一次或多次散射后返出固体表面的过程。这个过程是可以计算的^[4],计算和实验都表明,对于不同的离子-靶组合,可以用简约能量 ε 统一起来,而 ε 为

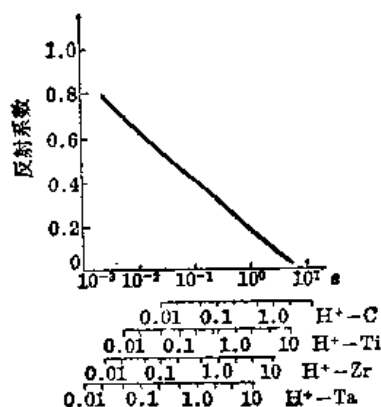


图 9.1.1 反射系数的简约关系

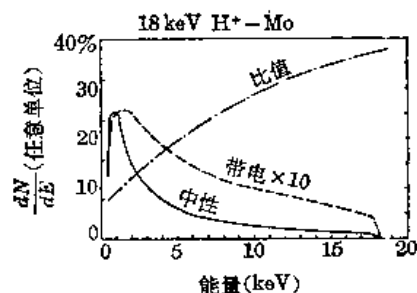


图 9.1.2 背散射中带电和不带电粒子比值

$$s = \frac{32.5 A_2}{(A_1 + A_2) Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} E \quad (\text{keV}), \quad (9.1.1)$$

其中 E 为离子能量, A_1 、 Z_1 、 A_2 、 Z_2 分别为离子和靶的原子量和原子序数。对于各种离子-靶组合,背散射系数相对于简约能量的计算关系如图 9.1.1 所示。横坐标下面的四根标尺分别表示 H^+ 离子对于 C、Ti、Zr、Ta 四种靶的相应的离子能量,它们的实验数据大致符合计算值。背散射粒子多半为中性的,带电粒子只占少数,而且其分配基本上与靶材料无关,但与反射粒子能量有关^[5,9]。图 9.1.2 表示 18 keV H^+ 在 Mo 靶上反射(垂直入射, 45° 反射)的中性粒子和带电粒子的能谱,带电粒子的纵坐标已扩大 10 倍。图中也画出了带电粒子和中性粒子产额的比值,其数值见图右边的纵坐标,带电粒子约占 10~40%。反射粒子能谱中最大能量等于原入射能量 E_0 ,而能谱峰值在 $0.1E_0$ 至 $0.5E_0$ 之间(图 9.1.3)。图中不同曲线代表入射 H^+ 的不同能量(即 E_0 值)。如果测量背散射粒子的总能量和入射粒子的总能量之比值,则对于各种粒子-靶组合也可以得到单一的普适曲线^[6~8],如图 9.1.4。不过,对于 Mo、Nb 和 Ta 几种靶的反射系数要稍小一些^[2]。

捕获 在入射粒子中,那些没有反射出固体表面的粒子,将停留在固体表面内,逐渐和固体内的粒子达到热动平衡,这就称之为捕获或吸收,在半导体工艺中也称为离子注入。氢、氦等原子在很多金属中的扩散系数相当大,因此它们有可能向表面扩散,并且再射出表面。当粒子束不断注入,随着粒子在表面内的积累,再发射增加,逐渐会达到平衡。温度越高,扩散系数越大,达到平衡的时间也越短。当粒子能量较高(大于几百电子伏)时,就可能破坏固体晶格,粒子被晶格捕获,它的扩散系数就会大大降低。晶格捕获的粒子也有一个饱和值,例如 Mo 在 300 K 时饱和值为 $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ 。氢在固体表面内还可能和固体内原子发生化学

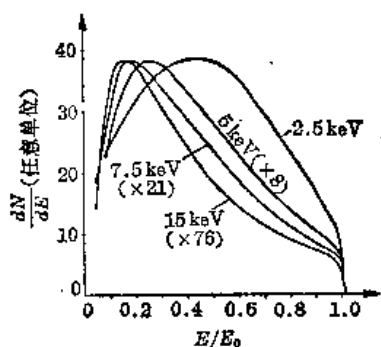


图 9.1.3 背散射粒子能谱

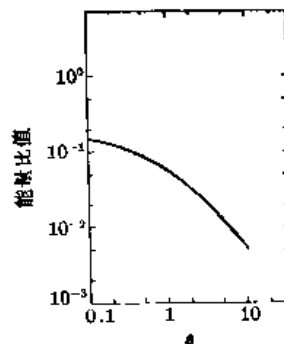


图 9.1.4 背散射总能量的普适关系

反应,例如形成 CH_4 以及其他碳氢化合物等。氢在 Ti、Zr、Nb、Ta 等金属中可以有类似于溶解情况,于是这些金属可以吸收大量的氢。例如在室温下注入 keV 以上氢离子, Ti、Zr、Ta 在积累剂量达 10^{19}cm^{-2} 时,捕获效率还可以大于 90%。这时表面粒子密度已大大超过固体中原子密度了。

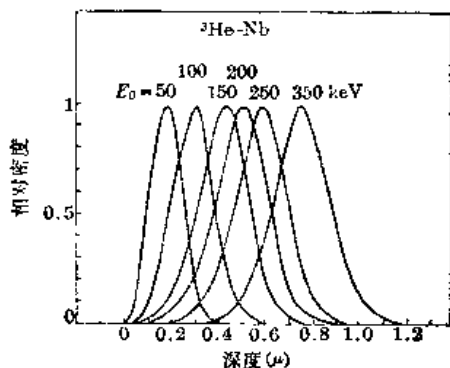
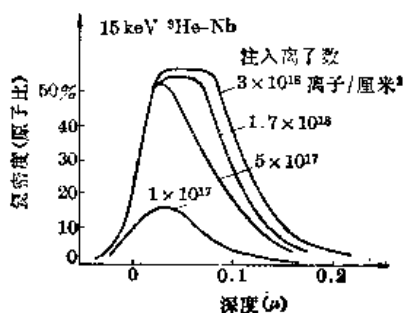


图 9.1.5 不同能量的粒子注入时的表面分布

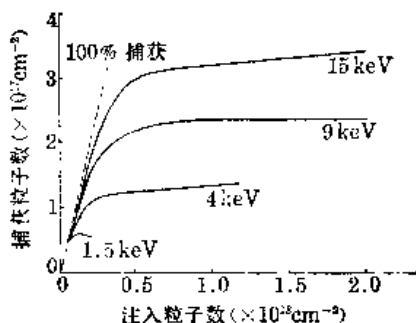
捕获粒子将分布在固体表面薄层内,入射能量越高,背散射几率越小,捕获效率就越大,其分布深度也就越深。图 9.1.5 表示 ^3He 粒子能量从 50 到 350 keV 时,注入到 Nb 表面后的分布情况,它们的分布深度在零点几微米量级。继续注入离子,捕获粒子将逐渐积累,并且逐渐达到饱和值。图 9.1.6a 表示,当注入剂量逐渐增加时捕获粒子分布曲线的变化情况。图 9.1.6b 表示捕获量随注入量变化情况,饱和现象是十分明显的。达到饱和后,捕获效率将明显下降。

图 9.1.7 表示 18 keV D^+ 在 Nb 表面上的捕获效率与入射剂量的关系,其参数为靶的温度,可见温度是有相当大的影响。图 9.1.8 是 18 keV 的 D^+ 离子束注入 Er、Ti、Nb、Zr 四种金属表面,当总剂量为 5×10^{18} 时测得的捕获效率与温度的关系。在低温时捕获效率的降低是费解的,也许是因为这时粒子将更集中在固体的表面,因而后来的粒子更容易使先前的捕获粒子再发射。

除了上述离子注入外,当固体表面和冷气体接触时,表面上也会吸附一层气体,它们常



(a) 不同的注入粒子剂量下的表面分布



(b) 不同的注入粒子剂量的捕获量

图 9.1.6

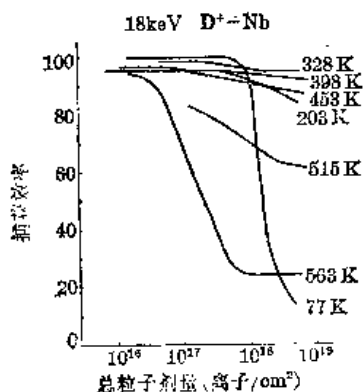


图 9.1.7 捕获效率与温度及总粒子剂量的关系

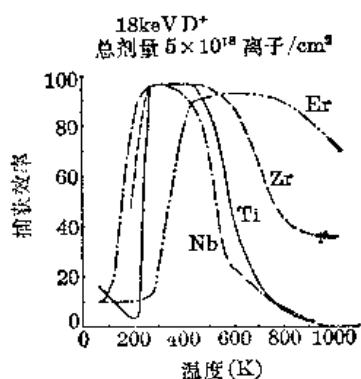


图 9.1.8 几种金属表面捕获效率与温度关系

常形成单原子层,其数量约为 10^{15} 厘米 $^{-2}$ 。

解吸和溅射 上述各种固体表面所吸收的粒子,在加温或粒子的轰击下会重新被释放出来,这称为解吸过程。解吸和背散射除了在时间关系上不同外,解吸出来的粒子能谱也和背散射的不同,一般在几个电子伏以下。粒子轰击固体表面,还会将固体表面本身的粒子打出来,这称为溅射过程。对于同类原子来说,这两种过程不大容易区分,不过由于表面吸收的粒子数量是有限的,解吸的量应当是随解吸时间而指数下降。这两种过程对于热核装置的工作都有很大影响,因为它是真空室中杂质产生的主要原因。此外,解吸过程常常用作真空室的清洗手段,而溅射是金属表面腐蚀的一种重要原因。

加温烘烤去气是真空技术中所熟知的,不过详细追究起来还是复杂的,它与粒子在固体内的结合能等条件有关。所以解吸率随温度的变化并不是一个单调函数,例如用 20 keV D^+ 束注入 Mo 表面后,测量它的解吸率随温度的变化的情况,所得的结果如图 9.1.9 所示。事实上注入到镍中的氢原子在温度达 450 K 时几乎全部释放,在钼和钨中氢的释放温度要高一些。

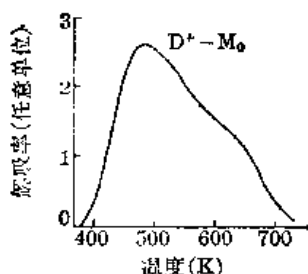


图 9.1.9 解吸率与温度关系

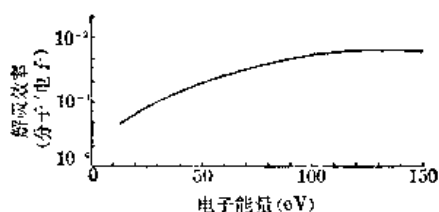


图 9.1.10 解吸率与电子轰击能量关系

用电子束轰击表面引起解吸的产额一般比较低,例如用 $10 \mu A/cm^2$ 的弱电子束轰击未经去气的不锈钢表面时,每个电子平均释放的分子数与电子束初能的关系,如图 9.1.10 所示。在一百多电子伏处有最大的解吸效率,约为 0.6%。能量若继续增加,效率将缓慢下降。光的辐照(可见光到 X 光)也可以引起解吸,不过产额更低。例如 $T_e = 50$ keV 的等离子体的韧致辐射对 CO 、 O_2 、 CO_2 的解吸效率为 $10^{-5} \sim 10^{-4}$ 分子/光子。在热核装置中由于有强磁场,光在表面产生的光电子有可能又折回表面,再产生电子解吸。

离子束产生的解吸产额比较大,又会引起溅射。所以一个离子打在固体表面上甚至可以打出好几个原子来,这是我们应当特别注意的。离子引起的解吸也不容易得到明确的定量结果,这是因为表面吸收的方式各有不同,解吸截面与吸收粒子、轰击粒子的种类和固体材料都有关系,也与轰击粒子能量和靶温度有关系。解吸截面也与入射粒子方向有关,大致上入射方向与表面成 30° 时有最大的解吸截面;对溅射也有类似情况,例如 30° 入射的溅射要比垂直入射大一倍。离子的解吸截面在 $10^{-15} \sim 10^{-17}$ 厘米 2 。溅射的数据比较多^[2,3,11~13],图 9.1.11a~d 给出 H^+ 、 D^+ 、 T^+ 、 He^+ 及 Ar^+ 的不同能量(E_0)的离子束在 Mo、不锈钢、W、C 表面上的溅射产额。这是很多数据的总结,其中有些部分是根据内插或外推方法得出的。图 9.1.12 给出几种在今后装置上可能采用的低 Z 材料 O 、 SiO 、 B_4C 和几种重 Z 材料 Mo、Ti、不锈钢对 H^+ 束的溅射产额的比较。溅射产额与靶温度有较小的关系,图 9.1.13 是一个例子,它给出不锈钢在 $80^\circ C$ 和 $500^\circ C$ 下受 H^+ 轰击的溅射产额的比较。对于单一元素材料,当温度低于 $0.8T_M$ (T_M 为溶解温度)时,温度对溅射的影响很小。此外,

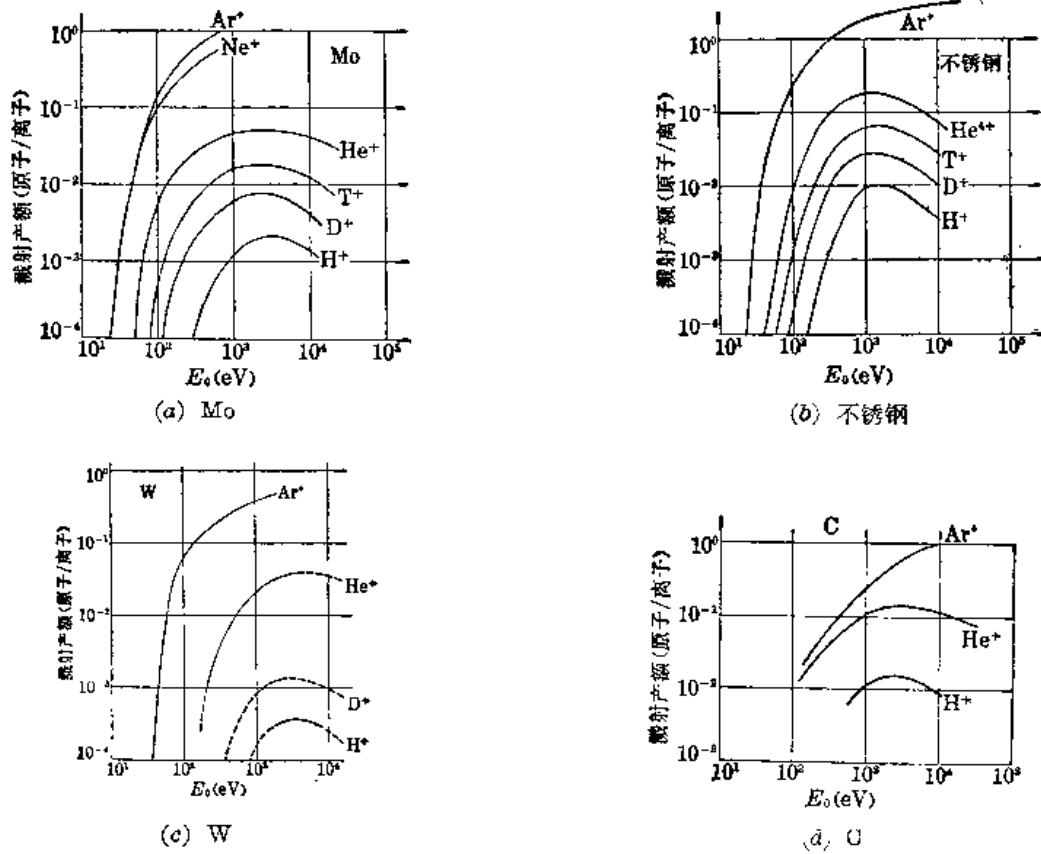


图 9.1.11 几种金属表面对不同粒子轰击的溅射产额

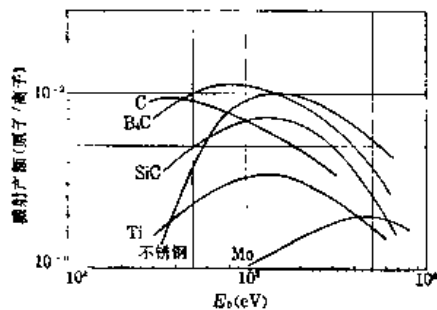
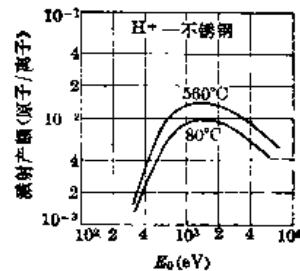
图 9.1.12 几种固体表面对 H^+ 轰击的溅射产额

图 9.1.13 溅射产额与温度关系

14 MeV 中子的溅射率大约为 $10^{-5} \sim 10^{-4}$ 原子/中子, 在目前装置中占的比重很小, 但是, 在今后的反应堆中会成为十分严重的问题。

除了上述简单的物理溅射外, 还有化学溅射。其一是固体本身是化合物, 由于各种原子的溅射率不一样, 溅射后, 表面化学成分会发生变化。例如, 氧化物的溅射中氧原子容易溅射出去, 结果形成低氧化态的物质。另一种情况是入射原子和固体中的原子发生化学反应, 因而溅射出各种化合物。例如氢粒子可以和含碳靶形成 CH_4 、 C_2H_2 等; 也会和氧化物 (例如 Al_2O_3 陶瓷等绝缘材料) 形成 H_2O , 从而破坏其绝缘性能。氧粒子可以和含碳物质形成 CO 、 CO_2 , 氮粒子也可以形成氮化物。这种化学溅射与温度有密切的关系, 有时会大大加强对器壁的腐蚀作用^[2, 13~17]。

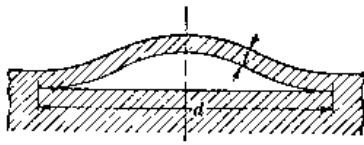


图 9.1.14 起泡形状

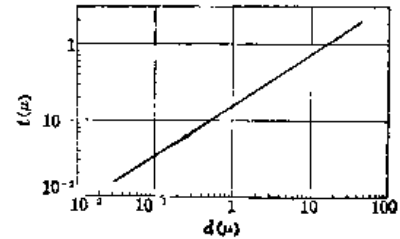


图 9.1.15 泡皮厚度与直径关系

起泡与剥落 当注入粒子剂量超过一定值后, 固体表面就会有起泡现象, 剂量继续增加, 起泡稠密, 以致布满整个表面。然后起泡破裂而剥落, 使表面成为海绵状。起泡开始的剂量与粒子种类、能量、固体材料、温度以及入射角有关, 大约在 $10^{17} \sim 10^{19}$ 离子/厘米²。起泡形状大致如图 9.1.14, 它的平均直径 d 与泡的皮层厚度 t 之间符合 $d \propto t^{3/2}$, 如图 9.1.15 所示。大量实验结果的分析表明, d 从几十 Å~几十 μm 范围内都符合这个关系。注入粒子能量越大, 起泡直径也越大, 而 t 的数值可以比离子行程大得多。在起泡中大部分注入粒子都在皮层内, 图 9.1.16 为 200 keV He³ 粒子注入 Nb 时, 在不同注入剂量时, He³ 在 Nb 表面的分布曲线。剂量为 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ 时尚未起泡, 当剂量到达 $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ 已起泡, 而当剂量为 $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ 时发生剥落。图中的箭头指示皮层厚度。有人根据起泡的这些现象提出半经验理论解释^[2], 指出起泡是由注入离子使表层隆起的张力和气体压力联合作用的结果, 而当气体压力占优势时就发生破裂和剥脱。破裂会连锁发生, 形成一片, 故也称为金属雪。由于起泡和剥落会严重腐蚀金属表面, 所以进行了很多研究工作, 并用电子显微镜拍摄了各种情况下的表面细微结构, 这方面的资料可参见 [18~21]。

§ 9.1.3 装置中的壁效应

在热核装置中, 真空室壁和限制器受到高温等离子体中各种辐射和粒子流的轰击, 会发生各种物理和化学过程, 情况比较复杂, 诊断也比较困难, 装置还各有其特点, 所以不容易有统一的数据。我们这里只作一些简单的介绍, 以便了解一些基本情况, 这对诊断工作也是必要的。

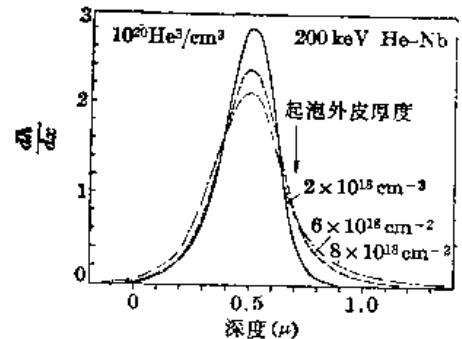


图 9.1.16 注入粒子的表面分布

首先我们将热核装置中真空壁所受的光和粒子辐照强度列于表 9.1.1, 其中 I 是美国的一个大半径约一米的 ST 托卡马克装置的数据, II 是一个概念设计的托卡马克式反应堆的估计数据, III 是概念设计的磁镜式反应堆的估计数据, IV 是对磁约束反应堆的一般性估计。

等离子体的这些辐照对装置工作的影响主要有三方面: 使器壁温度升高; 腐蚀器壁; 影响等离子体气体成分。温升问题对限制器特别严重, 限制器上接受的辐照功率可能达 1 kW cm^{-2} 以上。表 9.1.2 给出几种可能用作限制器材料的数据。这是用 1 cm 厚样品, 保持其背面为室温, 正面接受辐照时的数据。表中给出当样品的热应力等于其抗张强度和样品表面达到熔点两种情况下的极限辐照强度。上面说过温度对很多等离子体与壁的作用过程是有影响的, 而且表面温度过高时, 表面蒸发将成为杂质的一个重要来源。

至于器壁的腐蚀, 主要由于前面介绍过的溅射和起泡剥落效应。中子引起的核反应则

表 9.1.1 几种磁约束装置第一壁受辐照的情况

I. ST 托卡马克装置				
种 类	平 均 能 量 (eV)	总 功 率 (kW)	辐 照 强 度	
			(粒子数·cm ⁻² ·s ⁻¹)	(W·cm ⁻²)
中性 H 或 D (等离子体内部)	400	30	4×10^{15}	0.4
中性 H 或 D (等离子体外围)	100~200	40	2×10^{16}	0.6
离 子	400	30	} 主要轰击限制器	
电 子	800	90		
O、H 线辐射	≤50	20		
O、H 线辐射	600	10	2×10^{16}	0.07
全 属	500~1000	15	1×10^{15}	0.12
金 属	1000	5	2×10^{16}	0.2
			3×10^{14}	0.06
II. UWMAK-1(500MW 托卡马克反应堆设计数据)				
种 类	平 均 能 量 (keV)	辐 照 强 度 (粒子数·cm ⁻² ·s ⁻¹)	腐 蚀 率 (mm·年 ⁻¹)	
			溅 射	起 泡
D ⁺	23	6.4×10^{13}	0.0017	0.0023
T ⁺	23	6.4×10^{13}	0.0070	0.0023
He	23	4.7×10^{12}	0.0036	0.017
He	~100	1.7×10^{11}	0.00002	0.0019
n	>1000	9.4×10^{13}	0.14	
n	0.1~1000	3.4×10^{14}	0.022	
金属	23	2.6×10^{12}	0.023	
III. 200 MW D-T 磁镜反应堆设计数据				
种 类	平 均 能 量	总 功 率 (MW)	辐 照 强 度	
			(粒子数·cm ⁻² ·s ⁻¹)	(W·cm ⁻²)
中 性 粒 子 (由束中和)	560 keV	2.1	7.9×10^{12}	0.71
中 性 粒 子 (由本底气体中和)	~300 keV	~0.3	$\sim 2.0 \times 10^{12}$	~0.1
回 旋 辐 射	红 外	7.1		2.5
韧 致 辐 射	X 射 线	7.5		2.6
聚 变 中 子	14 MeV	—	7.2×10^{13}	—
IV. 磁约束反应堆的一般性估计				
种 类	平 均 能 量 (eV)		辐 照 强 度	
			(粒子数·cm ⁻² ·s ⁻¹)	(W·cm ⁻²)
D ² 、D ⁺ 、T ⁰ 、T ⁺	$1 \sim 5 \times 10^5$		$10^{14} \sim 10^{16}$	<100
α 粒 子	$1 \sim 3.5 \times 10^6$		$10^{12} \sim 10^{14}$	
杂 质 离 子	$1 \sim 10^4$		$10^{11} \sim 10^{13}$	
中 子	14.1×10^6		$10^{13} \sim 10^{15}$	
中 子	$< 14 \times 10^6$		$10^{14} \sim 10^{15}$	
电 子	$1 \sim 10^5$		$10^{13} \sim 10^{15}$	
电 磁 辐 射	$10^{-3} \sim 10^4$			

表 9.1.2 几种材料耐辐照性能

材 料	熔 点 (°C)	允 许 辐 照 强 度 ($\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$)	
		抗 张 强 度	熔 解
W	3340	1.7	3.6
Mo	2610	0.6	2.6
Nb	2410	1.0	1.6
Ta	2850	0.3	1.8
石墨	3600	2.3	2.3
Ti	1660	0.2	0.3
Zr	1840	0.4	0.3
不锈钢	1400	0.2	0.2
Al_2O_3	2015	0.03	0.1
MgO	2800	0.03	0.2

与材料中所含的原子种类有密切关系,可以参考裂变反应堆材料试验的数据。在表 9.1.1 II 中还给出了各种粒子引起的溅射与起泡效应所造成的器壁腐蚀率的估计,以每年腐蚀的厚度(mm)来计算。可见,中子的腐蚀作用最为严重,需要特别加以注意。

当各种粒子束或电磁波辐照到器壁后,会发生背散射、吸收、再发射或解吸以及各种溅射过程,使工作气体发生再循环,并且产生各种杂质,严重影响等离子体工作。背散射原子能量与入射粒子有着相同量级,可以直接深入到等离子体内部,内部高温离子也可以由于电荷交换形成中性粒子,逃逸出来,射到壁上。估计这种形式的气体循环约占工作气体总循环的一半左右。吸收和解吸过程则是一个比较缓慢的过程,放电前或放电中吸附的气体,可以持续地影响到以后若干次放电。解吸气体能量只有几个电子伏,并不能直接射入等离子体,需要经过多次碰撞过程,逐渐向等离子体内部扩散。在托卡马克装置上曾经做过这样的实验:交替用 H_2 和 D_2 作为充气气体,由法布里-珀罗干涉仪根据 H_α 和 D_α 的波长的微小差别来鉴别 H 原子和 D 原子,观察在放电过程中气体成分的变化。例如先用 H_2 放电,然后换成 D_2 放电,结果在电流平台区 D_α 的量只有 H_α 的 1/5,即大部分气体是由壁上解吸出来的。如果在氢放电中途,用快速充气阀加入一个脉冲 D_2 气,就观察到等离子体的量的增加。增加的量大概相当于充入的 D_2 全部电离的量。然而光谱分析表明,实际上 H_α 的增加远大于 D_α 的增加,也就是说充入的 D_2 已迅速地 and 壁上吸附的 H 发生了交换。同样也发现在放电清洗中会在器壁上出现埋氧的现象;在正式放电中氧会逐渐扩散出来,以致在十几次放电后,气体就不那么干净,得不到很低的有效 Z。在表面起泡后,还会由于气泡破裂而产生脉冲式放电。

粒子轰击表面会产生各种杂质,其中轻杂质为 O、C、N 以及它们之间及它们和 H 的各种化合物;重杂质则为一些金属元素。这里面有物理的解吸和溅射作用,也有化学的解吸和溅射作用。在用放电中途快速充气来提高等离子体密度的实验中,还发现一个重要现象:当等离子体密度增加时,轻杂质质量增加而重杂质质量的绝对值明显下降,使有效 Z 降低。例如,在西德 Pulsator 托卡马克的一次实验中,原来密度为 $2.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $Z_{\text{eff}} \approx 6 \sim 8$, 主要为金属杂质。当由于脉冲充气使密度达到 $1.8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 时,重 Z 杂质质量降低到 1/4, Z_{eff} 降低到 $\approx 1.5 \sim 2$, 氧成为杂质的主要成分。为了避免高 Z 杂质,目前正在试验利用低 Z 材料,例如石墨、 B_4C 、 SiC 等作为限制器和真空室壁。也在采用各种办法来减少杂质,例如各种清洗手段,各种偏滤器和冷气保护层等。

§9.2 诊断仪器

§9.2.1 固体表面诊断仪器

近年来表面物理得到迅速发展,出现了各种固体表面的诊断工具。它们的特点是不破坏表面状态就可以测量表面的精细形态和元素成分,这对于研究等离子体和固体表面的相互作用是很有用途的。这些诊断方法都是采用一种光束或者粒子束作为激励源,或者称之为探针,照射到待测物体表面,它所激励出来的光或粒子束就可能带有固体表面状态的信息。测量和分析这些激励出来的东西就构成各种诊断方法,如表9.2.1^[22]。我们将介绍几种在热核装置表面研究中用之有效的方法。

表9.2.1 表面诊断仪器类型

发 射 种 类	激 励 源		
	光 子	电 子	离 子
光 子	X 荧光分析 光学显微镜	电子探针	离子激发荧光分析
电 子	光电子谱仪 俄歇电子谱仪	二次电子显微镜 俄歇电子谱仪 电子显微镜	二次电子显微镜
离 子			离子探针质谱分析 二次离子质谱 离子散射谱

扫描电子显微镜^[23~26] 它的结构大致如图9.2.1。电子枪发射的电子,由聚焦系统会聚成极细的束,打到样品表面,再由偏转线圈使电子束在表面上扫描,扫描信号同时输入显示器,显示器可以是示波器或者电子计算机。探测器所得信号亦输入显示器。如果显示器是示波器就输入 z 轴,示波器荧光屏上显示出表面各点的测量值,如同电视图形;如果显示器是电子计算机就可以逐点记录测量数值,然后用各种办法加以显示。由此可见,扫描电子显微镜和一般电子显微镜不同,它不是同时显示表面的整个情况,而是逐点进行测量。这样做的优点是可以对多种次级发射进行测量和分析,并且便于和电子计算机联用,得到更多的信息。

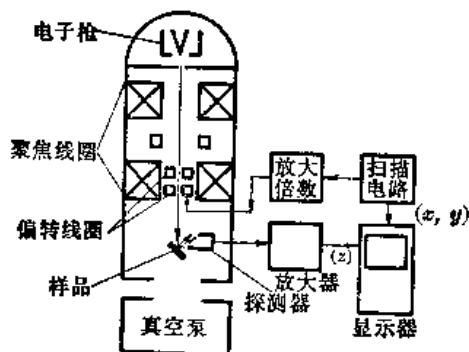


图9.2.1 电子扫描显微镜

一定能量(1~30 keV)的电子打击到固体表面可以得到多种的次级发射,例如背散射电子,二次发射电子,俄歇电子, X 射线, 阴极发光——主要是红外和可见光。此外还有热效应、电导变化和电流产生等。关于利用俄歇电子、X 射线和其他光谱进行诊断的问题,我们将在后面分别讨论,它们不仅用电子束激发,也可以用 X 射线、离子束等激发。我们在这里先谈一谈如何利用扫描电子显微镜来观察固体表面的外形,例如观察起泡和脱落现象等。这主要是利用二次发射电子,有时也用背散射电子。它和光学测量类似,当光照射到一个景物时,由于表面起伏和物体表面的性质(例如颜色、反射率等),使反射光逐点不同,因而形成图形。次级电子也有类似情况,它的数目与表面状态和物体元素性质(主要是原子序数)有关,所以可以得到一个

表面图形。显微镜的空间分辨率决定于电子束的聚焦情况,可以达到 200 \AA , 如果放大率为 2×10^4 , 那么在荧光屏上就相当于 0.4 毫米的距离。因为荧光屏上的图形大小是一定的, 所以只要改变偏转线圈中扫描电流的大小, 即改变待测表面上扫描的距离, 就可以改变显微镜的放大倍数了。这样得到的图形可以给出表面定性的状态, 如表面是否平滑, 有没有产生起泡或脱落等。但是不容易得到立体的定量的数值, 例如, 起泡的隆起高度等。为要得到立体的数值, 一般可以采用立体照相的方法^[23, 27], 使电子束按两个不同方向入射, 夹角(称为投影角)一般在 $6^\circ \sim 10^\circ$, 取得两幅照片, 再进行比较和分析。例如起泡上某一点在两幅照片中的视差(P)为一毫米, 已知投影角差(θ)为 10° , 放大(M) 2×10^4 倍, 那么就可以求得该点的隆起高度 z 为:

$$z \approx \frac{P}{\theta M} = 0.29 \quad (\mu\text{m}). \quad (9.2.1)$$

俄歇电子谱仪^[28, 29] 俄歇电子谱仪已经在表面物理研究中获得广泛应用。所谓俄歇电子发射现象是指当激发源(电子、X 射线或离子)轰击固体表面时, 使原子内层电子电离并随后外层电子向内层跃迁并再发射电子的现象。因为内层电子飞出后, 较外层的电子向内填补空位, 在此跃迁过程中所释放能量有可能又为另一较外层电子吸收, 并使其飞出原子, 这个第二次飞出的电子称为俄歇(Auger)电子。所以俄歇电子的产生过程牵涉到三个电子能级, 可表示为 WXY 形式(其中 W 代表第一次电离电子所处能级, X 代表跃迁入空位的电子能级, Y 代表第二次电离电子所处能级), 例如 KL_1L_2 、 $L_2M_1M_2$ 、 $M_{2,3}M_4V$ 等。这里 K 、 L 、 X 等是采用 X 光谱的符号, 如表 9.2.2, V 代表外层价电子。例如 KL_1L_2 俄歇电子能量应当等于:

$$E_{KL_1L_2}(Z) = E_K(Z) - E_{L_1}(Z) - E_{L_2}(Z + \Delta) - \phi, \quad (9.2.2)$$

表 9.2.2 X 光谱符号

主量子数 n	角量子数 l	壳层符号	电子数	X 光谱符号
1	0	1s	2	K
2	0	2s	2	L_1 L_2 L_3
	1	2p	6	
3	0	3s	2	M_1 M_2 M_3 M_4 M_5
	1	3p	6	
	2	3d	10	
4	0	4s	2	
	1	4p	6	N_1 N_2 N_3 N_4 N_5 N_6 N_7
	2	4d	10	
	3	4f	14	
5	0	5s	2	O_1 \vdots
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	

其中 E_K 、 E_{L_1} 、 E_{L_2} 代表相应能级的电离能, ϕ 为固体表面功函数; $E_K(Z) - E_{L_1}(Z)$ 代表 L_1 电子填入 K 层的剩余能量, 这个能量再减去 E_{L_2} 和 ϕ 就代表从 L_2 飞出表面的俄歇电子能量; Δ 是修正值, 因为在俄歇电子飞出时, 原子已电离一次, 现在是第二次电离, 因此它的

电离能不同于原先原子的 L_2 电子的电离能。图 9.2.2 给出了一些元素的俄歇电子能量数据。KLL 和 LMM 系列比较规则, 其它系列就不那么整齐了, 详细的数据可参看 [30]。

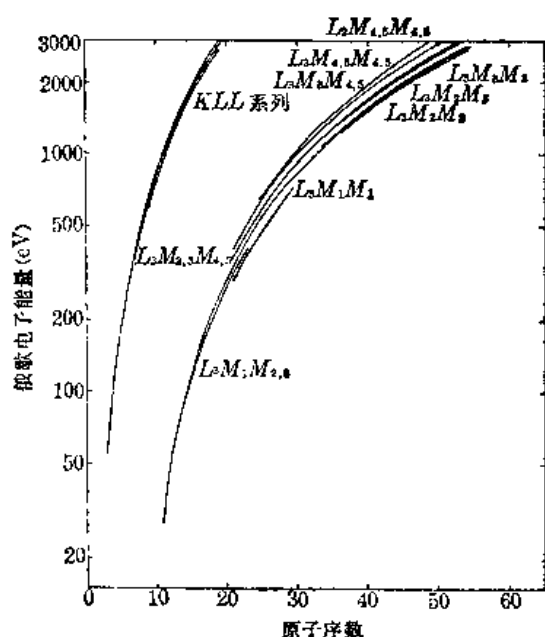


图 9.2.2 俄歇电子能量

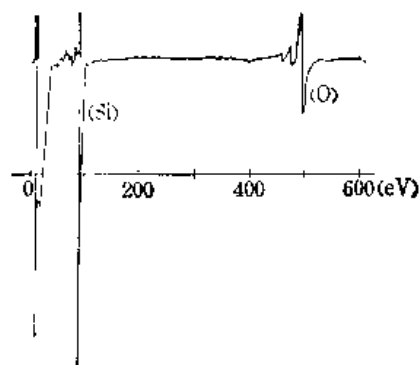


图 9.2.3 俄歇电子能谱举例

由于固体表面发射的不仅是俄歇电子, 还有散射电子和各种次级电子, 因此如果测量电子能谱 $N(E)$ 时, 俄歇电子将被大量电子所掩盖, 看不清楚。但是由于俄歇电子能量是相当整齐的, 而其他电子能量是分散的, 因此要设法测量出 $dN(E)/dE = N'(E)$ 的图形, 以使俄歇电子能谱明显地显现出来。图 9.2.3 是一个例子, 这是硅晶体上吸附一单原子层的氧, 用 3.1 keV 电子束激发所测出的俄歇电子谱, 每个峰值有正负向是由于微分的缘故。氧在 500 eV 附近的主峰是 KL_2L_2 , 旁边的两个小峰则是 KL_1L_2 和 KL_1L_1 过程。

在测量俄歇电子谱时, 必须使电子从产生到飞出固体表面的过程中没有能量损失。令 D 代表电子在固体中的自由程, 那么电子通过 x 距离后, 飞出表面而能量不受损失的比例为 $\exp(-x/D)$ 。 D 的数值见图 9.2.4, 它在 75 eV 左右有最小值, 能量再增大时大致上按 \sqrt{E} 比例上升, 而且基本上与元素种类无关。由此可见, 利用俄歇电子谱仪只能分析表面在 10 Å 量级的极薄一层, 厚度大大小于入射电子的行程。

要产生俄歇电子首先必须使内层某一电子电离, 电离的截面与入射电子能量 E_0 和电离能量 E_w 的比值有关, 图 9.2.5 表示出截面的相对变化情况, 极大值在 E_0/E_w 为 2~3 处。如果考虑到入射电子经散射后仍有可能导致电离的话, 电离的可能性将会增大一些, 并

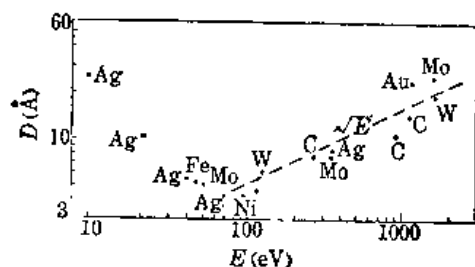


图 9.2.4 电子在固体中的自由程

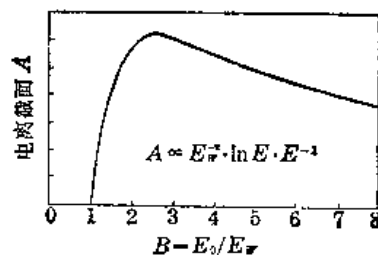


图 9.2.5

且极大值移到 $E_0/E_W \sim 6$ 附近处。原子电离后也不一定发射俄歇电子, 还可能直接辐射光子, 称为荧光发射, 它的几率 w 见图 9.2.7, 发射俄歇电子几率就等于 $1-w$ 。对于低原子序数的材料, 电离原子几乎全部发射俄歇电子。

要定量分析某一元素(i)在表面上的原子百分比 x_i 时, 可以作相对测量。在同样条件下对该表面和纯称为 i 元素的表面分别测量 i 元素的俄歇电子(E_i)数量的相对值 r , 则 r 应当等于:

$$r = x_i \frac{D_T(E_i)}{D_i(E_i)}, \quad (9.2.3)$$

$D_i(E_i)$ 代表该俄歇电子在纯 i 元素中的自由程, 而 $D_T(E_i)$ 则代表在所测表面的自由程。若电子在该表面与其中 j 成分元素碰撞的自由程为 $D_j(E_i)$, 则

$$\frac{1}{D_T(E_i)} = \sum_j \left(\frac{1}{D_j(E_i)} \right).$$

一般就以 $N'(E)$ 图形中的正负峰值代表俄歇电子的量^[31, 32]。

电子能谱的测量可以采用磁分析器和静电分析器, 这已在前一章讨论过。在俄歇电子谱仪中多半采用同轴圆柱形静电分析器^[33], 如图 9.2.6。粒子在两个同轴圆柱筒之间飞行, 其轨迹类似于平板式静电分析器, 但是具有双向聚焦, 并且当入射角 $\theta = 42.3^\circ$ 时, 有

$$\frac{\partial L}{\partial \theta} = 0 \quad \text{和} \quad \frac{\partial^2 L}{\partial \theta^2} = 0$$

的聚焦性能。探测器所接收粒子的能量 E 与静电透镜外筒的电压 V 成正比, 而探测器测出电流应等于

$$I(E) = \int K N(E) dE, \quad (9.2.4)$$

式中 K 为比例系数。若 K 与能量无关, 并令能量分辨率 $R = \frac{\Delta E}{E}$ 亦为常数, 则上式可近似为:

$$I(E) = K N(E) \Delta E = K N(E) R E. \quad (9.2.4')$$

为了测出 $N'(E)$, 可以采用交变电压调制外筒电压, 使测量的 E 值随时间变化, 再用电子学方法求得 $I(E)$ 对时间的微商, 就可以得到 $N(E)$ 对 E 的微商。常用的方法是在外筒的直流电平 V_0 上加一个小的简谐波 $\Delta V_0 \sin \omega t$, 这就会引起探测的能量变化 $\Delta E_0 \sin \omega t$ 。因此, 测量到的电流 $I(t)$ 可近似展开为:

$$I(t) \simeq I(E_0) + \frac{dI(E)}{dE} \Delta E_0 \sin \omega t, \quad (9.2.5)$$

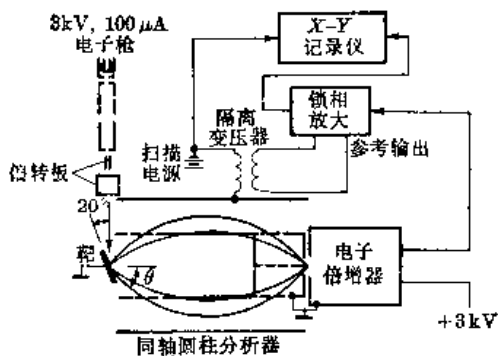


图 9.2.6 俄歇电子谱仪

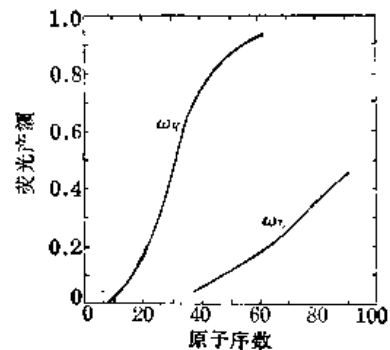


图 9.2.7 荧光产额

其中

$$\frac{dI(E)}{dE} = KR[N(E) + EN'(E)]。$$

因此,在俄歇电子峰附近 $EN'(E) \gg N(E)$, 检测 $I(t)$ 中的一次谐波项, 得到其振幅

$$I(\omega) \simeq KRE_0\Delta E_0N'(E)。 \quad (9.2.6)$$

如果缓慢改变 V_0 , 则就可求得 $N'(E)$ 的图形。

光谱分析 首先要研究的是特征 X 射线光谱分析, 也称荧光分析, 这已成为十分广泛应用的分析方法^[34~44]。它的激发源可以是 X 射线, 也可用电子束或离子束。前面已经说过, 当内层电子电离而外层电子填入时, 其剩余能量可能发射俄歇电子, 也可能以光子形式发射, 后者称为荧光发射, 它主要在 X 射线波段。究竟哪种形式为主, 这与原子的原子序数有关, 图 9.2.7 给出 K 层和 L 层电子电离后, 发射 X 射线的几率与原子序数的关系。可见轻元素主要发射俄歇电子, 随着原子序数的增加, 发射 X 射线的比例逐渐增加。由于 X 射线的穿透力比较强, 而且在它们被吸收前, 光子的能量保持不变, 因此荧光分析方法比俄歇电子方法所测量的表面深度要大。在第四章中已经讲过, X 射线的吸收系数 μ 或质量吸收系数 μ/ρ 与粒子能量和物质的原子序数有很大关系。表 9.2.3 为不锈钢 (18% Cr, 8% Ni) 对它本身的特征光的吸收情况。如果用电子束激发, 则测量深度还与原始电子射入深度有关, 也约在微米量级, 至于用离子激发来测量深度, 就很小了。

表 9.2.3 不锈钢对本身的特征 X 射线的吸收参数

特 征 线		$\mu/\rho (\text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2)$	$\mu (\text{cm}^{-1})$	吸收 90% 的厚度 (μm)
Cr	K_{α}	115	920	25
Fe	K_{α}	156	1,243	18
Ni	K_{α}	354	2,832	8.1
Cr	L_{α}	4000	32,000	0.73
Fe	L_{α}	5200	41,600	0.55
Ni	L_{α}	3100	24,800	0.93

关于 X 射线能量的测量方法, 以及根据特征线谱来判断元素的问题, 在前面已讲过, 这里不再重复。荧光分析中的定量分析问题, 也和俄歇电子测量类似, 要采用对比测量, 即测量同样条件下待测样品表面中某元素的特征线谱强度和纯粹的该元素表面或已知含量的标准表面产生的特征线谱强度之比, 从而判断样品中该元素的含量。这里还需考虑一些修正因素, 因为标准表面和样品中含有不同的其它元素, 而不同元素对 X 射线的吸收, 对电子的阻止本领和散射都不相同, 再加其它元素发射的 X 射线还有可能再激发所要测量的特征线谱等等。这里不再讨论这些修正因子的计算方法, 读者可以参阅 [22, 37, 42] 等文献。顺便指出, X 特征线谱的细致结构还与它们的化学组成有关。图 9.2.8 为 B、BN 和 B_2O_3 的 K 线谱形, 可见如果对谱形进行细致测量和分析, 便可以获得一些化学组成的信息。

除了 X 射线外, 测量原子发射的其它特征线光谱 (红外-紫外), 也可以获得表面元素分布的情况。常常采用低能 (10 eV ~ 10 keV) 的离子或中性原子束作为激发源, 这就只能测几个原子层厚度内的元素成分^[51~54]。这也是一种十分灵敏的测量方法, 例如用流强 10^{-7} A 的中性粒子作激发源, 用闪耀式光栅光谱分析, 表面不同杂质元素的分析灵敏度可达 $10^{-5} \sim 10^{-7}$, 而且还有改进的余地, 估计可以达到 10^{-8} 。由于粒子不断使表面溅射, 因而不深入到内层, 可见测量特征线谱强度随工作时间的变化, 可以判断该元素随深度分布的情况

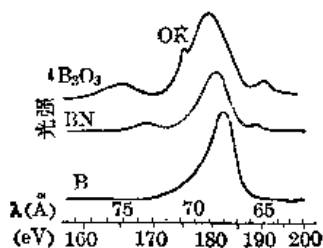


图 9.2.8 荧光光谱与化学组成的关系

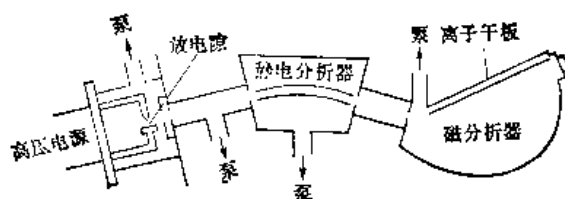


图 9.2.9 质谱仪

(大约可达 1000 \AA)。对于绝缘材料采用中性粒子比较有利, 因为带电粒子注入会形成电荷积累, 引起入射束的散焦和表面杂质的迁移。如果在注入一种电荷粒子束的同时注入相反电荷粒子, 就可以中和积累电荷, 例如用正离子轰击时可以同时注入低能电子, 但是上述杂质迁移仍不能完全避免。用中性粒子可以较好的解决这个问题。

质谱分析 利用质谱分析表面组成也是一个有用方法^[45~50]。关于质谱分析方法以前已经介绍过, 对于固体表面分析还需要解决的问题是如何将表面物质转变成气态离子。这有好几种办法: (1)使表面加热蒸发, 并用电子束电离; (2)真空放电; (3)激光放电; (4)强场离子发射; (5)溅射。其中真空放电和溅射使用得比较多。

真空放电是将待测表面作为一个电极, 另一电极可以采用银丝或铜丝等, 两者相距 0.05 至 0.2 mm 左右, 加上大于 100 kV 的射频电源或直流电源, 使之放电。于是从表面上飞出离子, 它们具有不同的初始动能, 也可能有不同的电荷。图 9.2.9 是一个仪器的示意图, 飞出粒子先由静电分析器选出单一能量粒子, 再用磁分析器分出质谱, 由离子干板或其它探测器加以记录。

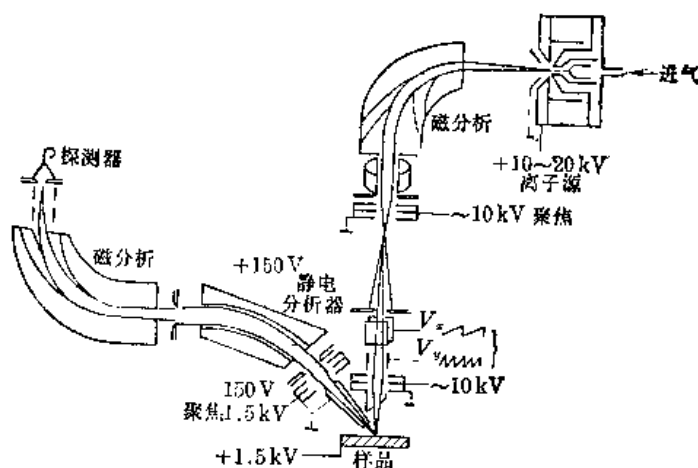


图 9.2.10 离子探针

至于溅射, 在第一节中已经讨论过, 在高温等离子体装置中溅射过程是经常发生的。在表面研究中还采用专门的集束离子源作为探针, 激发固体表面, 产生次级发射。它和电子探针或扫描电子显微镜相类似, 可以作多种分析, 而且除了电子激发生成的那些次级发射外, 还可以有散射离子和溅射离子。对这些离子的能量和质量分析, 也可以增加对表面层的了解。图 9.2.10 是一个离子探针示意图。双等离子体离子源发射 $10 \sim 20 \text{ keV}$ 能量的离子, 由磁分析器分出单一离子束, 通过聚焦系统和扫描系统形成极细的束(例如 $\phi 1 \mu\text{m}$), 在固体表面扫描。溅射离子多半是一次到二次电离, 三次以上的很少。然后由聚焦系统收集, 静电分析器选出单一能量的粒子, 再通过磁分析器分析出质谱。

§ 9.2.2 激光激发荧光散射

这种方法也称为原子荧光光谱方法, 它是测量气体中少量杂质原子密度的十分灵敏的方法, 适宜于测量等离子体和器壁之间的杂质原子密度。在这个空间电子密度和温度都相当低, 例如在托卡马克中 N_e 为 $10^{11} \sim 10^{12} \text{ 厘米}^{-3}$, T_e 为几个电子伏, 由溅射产生的杂质

原子密度 $\sim 10^8$ 厘米 $^{-3}$ 。溅射原子大部分为中性原子，空间碰撞激发发光几率很小，光强不足以进行诊断。激光激发荧光散射就是利用一个强的单色光，其频率正好可以使待测原子

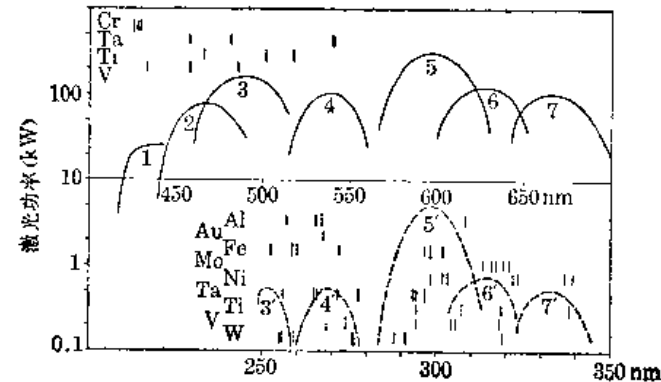


图 9.2.11 染料激光器光谱及共振激发线谱
1~4 Coumarines, 5~6 若丹明, 7 Cresyl violet,
4'~7' 相应的倍频后功率

发生共振激发，原子受激后向各个方向发射频率较低的荧光，从某一方向测量该频率的荧光光强，就可以判断该原子的密度。显然这样测量，既可以有时间分辨能力也可以有空间分辨能力。这种诊断方法的首要条件是要有一个足够强的而且频率可以精细调节的单色光源。我们在激光诊断一章中已经指出，染料激光器配合法布里-珀罗标准具作选频，可以在相当宽的频率范围内选出任一种频率的单色光，其波长宽度可以小到

0.01~0.05 nm。图 9.2.11 上半部给出三种染料激光器的频率范围以及所能达到的脉冲功率水平，图上也画出几种元素的共振激发线谱的位置。染料激光器也可以用 KDP 晶体加以倍频，扩展波长范围。倍频效率在 1~0.1%。图 9.2.11 下半部给出了上述三种染料激光器倍频后所能达到的功率水平，并画出了更多元素的可用的共振波长。由此可见，采用这几种染料激光器加上倍频器，可以检测所有的重杂质元素。最常用的是若丹明 (rhodamine) 染料，它溶于酒精，呈粉红色。表 9.2.4 给出热核装置中可能见到的几种重元素杂质所适用的激发光的波长。

表 9.2.4 几种重要元素适用的激发波长

元 素	Zr	Nb	Ti	V	Fe
光源波长 (nm)	573.6 595.5	454.8	517.4 465.6	457.7	302.0 299.4

如果激发光源足够强，那么受激荧光的强度会达到饱和值，利用这种现象，更有利于作定量计算。我们用脚标 1、2 表示激发跃迁的低能态和高能态，为简便起见，假定只有这两个态之间有跃迁，那么高能态原子密度变化的方程式为：

$$\frac{dN_2}{dt} = u_f B_{12} N_1 - A_{21} N_2 - u_f B_{21} N_2,$$

其中 u_f 是激发光的场能密度， B_{12} 、 B_{21} 和 A_{21} 是在第七章中已经指出过的爱因斯坦吸收、受激辐射和自发跃迁系数，它们之间的关系：

$$B_{12} = \frac{g_1}{g_2} B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h f^3} A_{21} = A_{21}/u_f^0.$$

令原子总密度 $N = N_1 + N_2$, $s = \frac{u_f}{u_f^0}$, 代入上面微分方程，再有初始条件：当 $t \leq 0$ 时, $s = 0$, 就可求得：

$$\frac{N_2}{N} = \frac{1}{2+1/s} \{1 - \exp[-A_{21}(1+2s)t]\}, \tag{9.2.7}$$

其上升时间常数为 $[A_{21}(1+2s)]^{-1}$ 。对于强跃迁， A_{21}^{-1} 在 10^{-8} 秒量级，因此很快达到平衡：

$$N_2 = \frac{N}{2+1/s} \begin{cases} N_2 \simeq sN, & \text{当 } s \ll 1, \\ N_2 \simeq \frac{1}{2}N, & \text{当 } s \gg 1. \end{cases} \quad (9.2.8)$$

可见当激发光源很弱时, 荧光光强(比例于 N_2) 将比例于激发光源强度和原子密度; 而当激发光源很强时, 荧光强度与光源无关, 只比例于原子密度。光源强弱可以以 $s=1$ 为分界, 这样光源强度按波长间隔计算为:

$$\phi = f^2 u_i^0 = 8\pi h c^2 / \lambda^5 = 1.497 \times 10^{17} \lambda^{-5} \quad (\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}), \quad (9.2.9)$$

λ 以 nm 为单位。 ϕ 乘以波长宽度就得到所需光源的总功率, 而波长宽度主要决定于共振线的多普勒展宽。例如, 溅射出来的 Fe 原子能量分散假设为 10 eV, 它的波长宽度就是 6×10^{-3} nm, 共振线波长为 302 nm; 于是就求出 $s=1$ 的饱和光强为 $400 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。这个数值不难达到, 例如用 50 焦耳的光泵可以产生 600 nm、200 kW、0.5 μs 宽度的染料激光脉冲, 它的带宽为 0.02 nm。通过 KDP 倍频后, 就可以得到峰值功率为 1 kW、波长为 300 nm 的紫外光源。饱和时总荧光强度取决于受激的总原子数, 所以并不需要激光束有强的聚焦, 相反地, 在能达到饱和激发的条件下, 希望激光散开些, 以便更多的原子受到激发。一般所采用的光束直径在 1 cm 左右, 这时时间分辨具有微秒量级, 空间分辨具有厘米量级, 这对大型托卡马克装置说来是可以满意了。图 9.2.12 给出在铝原子的三种密度下, 激发荧光强度与激发光源功率 P_L 关系的实验结果。荧光强度与 N 成比例以及随 P_L 增加而趋于饱和的情况是很明显的。下面举一个数值例子来说明它的灵敏度。

假定杂质原子是 Fe, 密度 10^5 cm^{-3} , 散射体积为 20 CC。在这种条件下, 现有激光器可以使它达到饱和和激发。再假定 Fe 原子中有 30% 是处于基态, 受到 302.0 nm 波长的光激发。激发原子可以发射几种荧光, 主要的荧光波长是 382.0 nm, 因此每一激光脉冲可以产生约 4×10^5 个 382 nm 波长的荧光光子。现在用一个大面积光栅单色仪检测荧光, 若光栅面积为 $15 \times 20 \text{ cm}$, 焦距 2 m, 透过损失 50%, 光电倍增管量子效率 30%, 则所得光电子数为:

$$4 \times 10^5 \times \frac{15 \times 20}{200^2 \times 4\pi} \times 50\% \times 30\% = 36。$$

现在的问题是这个数值能不能和等离子体的背景辐射区分开来。若 $N_e = 1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ keV}$, 等离子体厚度为 1 m, $Z_{eff}^2 = 10$, 则在 382 nm 波段的等离子体表面韧致辐射功率密度为 $5 \times 10^{-5} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1}$ 。再令光栅为 1200 条/毫米, 入口缝 $0.5 \times 10^{-2} \text{ cm}$, 它的接收波段范围约为 1 nm, 再根据激光脉冲宽度为 0.5 微秒, 可以求得接收光电子数为 1400。因为在 0.5 微秒内, 背景辐射基本不变, 这种直流成分是可以排除掉的, 问题是它的统计涨落会干扰测量数值。1400 的统计涨落是 ± 38 , 和上述测量的光电子数值 36 基本相等。所以在上述测量条件下, 大致达到测量的极限。

如果将激光器进一步单色化, 即所谓单频振荡, 则其频宽可达 10~100 kC。实际上由于其它不稳定条件, 频宽可达 10 MC 量级, 也就是它的波长宽度在 $10^{-5} \sim 10^{-6} \text{ nm}$, 远远小于多普勒宽度。因此有可能利用这种单色光进行频率扫描, 测出多普勒宽度, 从而得到溅射原子的温度或速度分布。

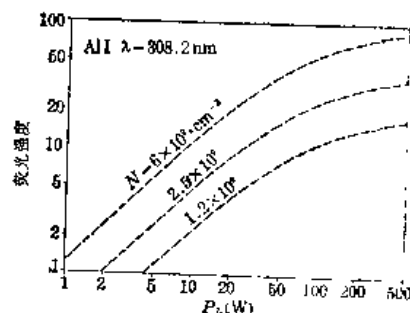


图 9.2.12 荧光强度与激发光源功率关系

用共振激发方法检测轻的杂质是有困难的,因为这需要真空紫外光源,例如 H 的主线在 121.6 nm, O 165.7 nm, O 130.2 nm 等。而强的单色真空紫外光的获得相当困难。现在尝试两种方法,一是仍用染料激光器,经多次倍频;二是用气体放电之类的连续光源,再用单色仪分出单色光。不过光强都还不够,正在研究改进中。在激光激发荧光方法用于磁约束装置中,应当注意到由于磁场引起的塞曼效应,使原子线谱分裂,因而降低灵敏度。为了避免这个困难,可以只激发其 π 成分,这就需要一个偏振光源,其偏振方向平行于磁场方向。

§ 9.2.3 其它诊断方法

核反应方法 利用高能(MeV 量级)带电粒子或中子束作为探针,照射固体表面,使表面内某种原子发生核反应,从而发射出次级粒子。测量次级粒子的能量和数目就可以判断

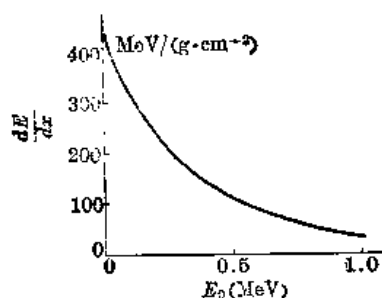


图 9.2.13 0~1 MeV 质子在空气中的能量损耗率

该元素在表面层内的含量和分布。核反应的特点是它发射的次级粒子能量高、射程长,因此可测的深度较大;而且高能核粒子在固体中的轨迹基本上是直线,行程中能量的损耗也是固定的,与固体材料、粒子种类和粒子能量有一定关系。选择某种核反应,使其次级粒子具有一定的初能量,那么它从固体表面的不同深度射出时,就会有不同的剩余能量。利用半导体探测器和多道脉冲分析器,测量粒子的能谱,就可相当精确地测出该元素在固体表面随深度的分布^[57~61]。图 9.1.6 和图 9.1.16 中 He³ 的分布数据都是用核反应方法求得的。

图 9.1.6 是利用 He³(D, p)He⁴ 反应,图 9.1.16 是利用 He³(n, p)T 反应。质子在各种材料中的行程或能量损耗率 dE/dx 的数据还不完全,有待测定。图 9.2.13 是 0 到 1 MeV 能量质子在空气中的能量损耗率,能量以 1 MeV 为单位, α 以 g·cm⁻² 为单位。在前一章也给出了质子在乳胶中的行程,可以作为参考。我们以 He³(n, p)T 为例来说明,注入用热中子束,反应截面为 5327 bar,质子的初能为 580 keV。如果中子通量为 10⁹ cm⁻²·s⁻¹,观察角 75°(与法线夹角),那么可测深度约为 1 μ m,深度分辨率约 10 nm,灵敏度约为 10¹² 个 He³ 厘米⁻²。He³(D, p)He⁴ 反应可以用 1 MeV 静电加速器的 D⁺ 束进行实验。

炭探测器 利用焦炭对氢或氦有强的吸附性能,测量射入到固体表面上的氢或氦的总量。焦炭在室温时对 20 keV 的氢离子一直到总剂量达 10¹⁸ 厘米⁻² 时仍有 99% 的捕获效率^[62]。入射氢离子能量 < 1 keV 时,再发射几率增加,捕获效率就会降低。但是即使到 10 eV 时,捕获效率也可达 50%。当炭探头已经吸附了氢,就移到另一个真空室,逐渐加热,加热速度约 30 K·s⁻¹,一直到 1500~1700 K,这时氢和氦完全被释放,可以由质谱仪进行分析测量。

红外扫描照相机 壁或限制器的温度也是很重要的数据,因为可以根据它们来求得辐照能量,而且温度对粒子和壁的相互作用也是有影响的。测量温度的方法很多,在装置上测量瞬时温度常常采用一些有快速时间响应的热偶计。不过为了避免电磁场干扰和避免探头遭受强的照射,可以测量壁的红外辐射强度以判断壁的温度。红外扫描照相机可以迅速获得壁上温度的空间和时间分布,是一种很有用的诊断工具。

除上述方法外,还有扫描法布里-珀罗干涉仪,同位素示踪,真空微量天平等都曾被用作诊断工具。

§9.3 实验举例

目前已经建立了一些实验装置着重于研究等离子体和器壁的作用,如西欧的 Dite、美国的 ISX 等。我们以 Dite 为例,看一看实验的大致情况^[64~66]。Dite 是一个托卡马克型装置,大致如图 9.3.1, 它的特征如下: 不锈钢真空室的半径 1.17 米, 小半径 0.3 米, 有两个陶瓷绝缘接头, 内部有三个铝环限制器, 小半径 0.27 米。安装前加温到 850°C, 以后每天用小电流(20 kA)小纵场(0.1 T)充 Ar 气放电清洗 1~2 小时, 放电频率约 10/分。用 $6001 \cdot s^{-1}$ 涡轮分子泵, 可抽到 2×10^{-8} 托。剩余气体主要是氢、水汽、CO 和 N₂。采用 3 MW 和 25 kW 反馈放大器控制 B_z 和 B_R , 将等离子体位移维持在几个毫米之内。典型电流、电压和电子密度波形如图 9.3.2。当等离子体电流为 200 kA 时, 其参数如表 9.3.1。我们来看看它的一些诊断情况。

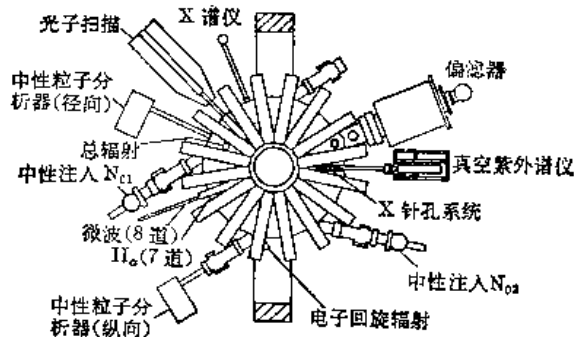


图 9.3.1 Dite 托卡马克装置

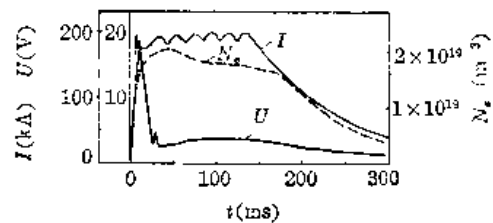


图 9.3.2 Dite 的典型工作状态

表 9.3.1 Dite 装置的典型参数

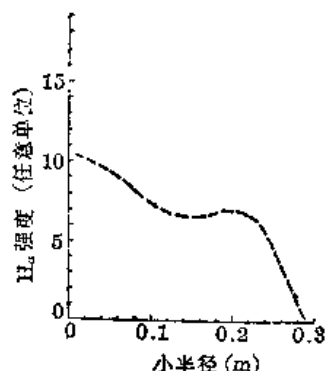
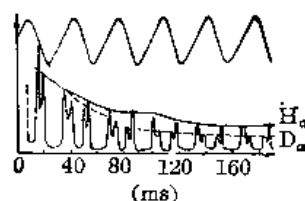
I (kA)	U (V)	B_ϕ (T)	a_L (m)	q	T_{e0} (eV)	N_e (m ⁻³)	β_{oc}	A_R^*	Z_{eff}
195	3.5	2.6	0.26	4.2	800	2.15×10^{19}	0.12	3.3	4.8

* A_R 是电阻反常因子。

壁和限制器的总辐照量,是通过薄膜热偶计^[63]测量壁的温度,从而计算出来的。由中性粒子分析器测中性粒子辐射能量,结果表明真空室壁辐照能量基本上是均匀的,约占欧姆加热功率的 50% 以上,其中中性粒子贡献不大。为了测量限制器温度随时间的变化,采用一个直径 38 mm 的小铝盘作为探头,放在限制器位置,用红外扫描照相机测量温度。当探头放在 0.18 米处,工作电流为 100 kA 时,表面温度可达 1000°C。在这个温度下,铝的蒸发可能成为杂质产生的原因。

用上节讲过的炭探头检测各个部位的氢的通量积分。大概在 $r > 0.29$ m 以外,氢流量近于常数,约为 $1.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ 。而用中性粒子分析器测量 100 eV 到 2.5 keV 的中性粒子通量为 $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ 。

为了测量中性氢原子的空间分布,利用七道谱仪,测量了各种弦线位置的 H_α 谱线强度,通过阿贝尔变换求得 H_α 发射强度的径向分布,如图 9.3.3。这个结果可以结合电子密度和温度的空间分布的测量数据,来核对氢原子向内扩散并遭遇多次电荷交换的输运方程。假设边界条件为:氢分子从壁解吸出来,随之离解成为能量约 4.6 eV 的氢原子,于是就可以解释图 9.3.3 中接近壁的峰值分布。而要解释中心处分布则需要假设一个能量接近中心处

图 9.3.3 H_{α} 线谱的强度分布图 9.3.4 H_{α} 和 D_{α} 的扫描光谱

T_1 的氢原子源, 这可能是中心处电荷交换的高能中性粒子, 射到壁上再反射的结果。

为了确定壁效应对工作气体的影响, 可以轮换充氢和氘, 再用扫描式法布里-珀罗干涉仪来鉴别 H 和 D。干涉仪的分辨率为 0.04 nm , 而 H_{α} 和 D_{α} 线的波长差为 0.176 nm , 因此是可以鉴别出来的。图 9.3.4 是一次测量结果。图中上面是干涉仪板距的压电振动的波形, 周期是 40 ms , 因此每 20 ms 可得一对线谱, 如图下部。每对线中, 一为 D_{α} , 一为 H_{α} , H_{α} 和 D_{α} 线谱强度的变化, 分别如图中的实线和虚线所示。实验的结果说明, 壁的吸附与解吸过程, 对工作气体成分有很大影响。这一点在 9.1 节中已经说过, 就不重复了。

气体杂质成分是用四极质谱仪, 掠入式真空紫外谱仪和可见光光谱仪监测。四极质谱仪具有 15 ms 的分辨率, 是很有用的测量工具, 它测量的主要杂质是 CH_4 、 CO 、 CO_2 , 并测出它们在放电过程中的变化情况。真空紫外光谱仪测量的是 O、Fe、Cr、C、Mo 等的光谱。可见光谱主要测量放电起始阶段中 O 的低电离态的光谱。这些数据有助于了解气体的再循环与杂质产生的过程。

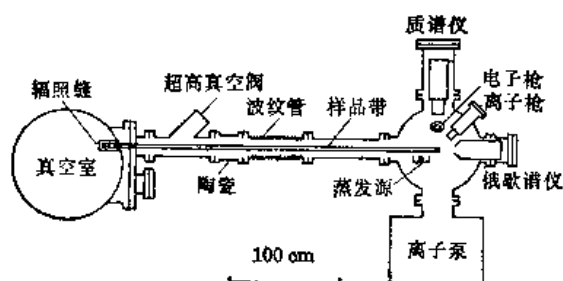


图 9.3.5 PLT 托卡马克上的表面测量

图 9.3.5 是又一个表面效应实验的例子, 这是美国普林斯顿大学的 PLT 托卡马克装置上进行表面测量的安排^[67, 68]。试验样品是一条 1.2 cm 宽、 0.08 cm 厚的薄长带, 跨在一个绝缘导轨上, 带子可以移动, 最大速度为 $8.3 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, 辐照缝宽为 0.25 cm , 高 1 cm , 这样放电效应测量的时间分辨率可达 30 ms 。用波纹管调节带子进入放电真空室的深度。放电后, 可将被辐照的带移到测量室进行测量。主要测量氢放电清洗效果和杂质在表面的沉积。主要测量工具是俄歇电子谱仪, 配合真空紫外谱仪测量等离子体中杂质, 质谱仪测剩余气体或解吸气体。

至于束靶式的表面效应的实验装置, 可以是多种多样的, 不再列举了。但要指出一点, 它们都必须在超高真空容器中进行, 否则就难以得到明确的结果。

参 考 文 献

- [1] Nucl. Fus., **14**, 281 (1974).
- [2] Proc. of The Symp. on PlasmaWall Interaction, Jülich (FRG), 1976.
- [3] Proc. 2nd Int. Conf. on Surface Effects in Controlled Fusion Device, San Francisco, 1976.
- [4] Nucl. Instr. & Meth., **132**, 647 (1976).

- [5] Proc. 5th Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Gatlinburg, Plenum Press, 1975.
- [6] *Nucl. Instr. & Meth.*, **132**, 673(1976).
- [7] *J. Appl. Phys.*, **47**, 13(1976).
- [8] Symp. on Phys. of Ionized Gases, Dubrovnik, 1976.
- [9] Proc. Conf. on Surface Effects in Contr. Therm. Fus. Device & Reactor, Argonne, 1974. *J. Nucl. Mat.*, **53**, No. 1 (1974).
- [10] Redhead G. M. *et al.*, The Physical basis of Ultrahigh Vacuum, Chapman and Hall, 1968.
- [11] Proc. 9th Symp. on Fus. Technol., Garmisch, 1976.
- [12] *J. Nucl. Mat.*, **60**, 321 (1976).
- [13] 6th Annual Meeting APS Division of Plasma Physics, Albuquerque, 1974.
- [14] Proc. Int. Conf. Phys. Metallurgy of Reactor Fuel Element, Berkeley, 1973.
- [15] *J. Phys. Chem.*, **63**, 4772 (1975).
- [16] Gruen D. M., The Chemistry of Fus. Technol., Plenum Publ. Corp., 1975.
- [17] *J. Phys. Chem.*, **63**, 1825 (1975).
- [18] Roth J., Appl. of Ion Beams to Materials, 1975.
- [19] Proc. Int. Conf. Radiation Effects and Tritium for fusion Reactors, Gatlinburg, 1975.
- [20] Proc. 2nd Top. Meeting Technol. Contr. Nucl. Fus., Richland Wash., 1976.
- [21] *Appl. Phys. Letters*, **27**, 199 (1975).
- [22] Kane P. F., Characterization of Solid and Surface, Plenum Press, 1974.
- [23] Johari O., *et al.*, Scanning Electron Microscope, IIT Research Institute, 1972.
- [24] *Surface Sci.*, **25**, 80, 1971.
- [25] *Surface Sci.*, **25**, 53, 1971.
- [26] Thornton P. R., Scanning Electron Microscope, Chapman and Hall, 1968.
- [27] *J. Vac. Sci. Technol.*, **13**, 437 (1976).
- [28] Shirley D. A., Electron Spectroscopy, North-Holland, 1972.
- [29] Sevier K. D., Low Energy Electron Spectroscopy, Interscience, 1972.
- [30] Palmberg P. W., *et al.*, Handbook of Auger Electron Spectroscopy, Phys. Electr. Indus. Inc., 1973.
- [31] *Surface Sci.*, **32**, 703 (1972).
- [32] *J. Vac. Sci. Technol.*, **9**, 1043 (1972).
- [33] *J. Vac. Sci. Technol.*, **9**, 608 (1972).
- [34] Birks L. S., Electron Probe Microanalysis 2nd ed., Wiley, 1971.
- [35] Flood E. A., The Gas-Solid Interface, Marcel Dekker Inc., 1967.
- [36] Tonsimis A. J., *et al.*, Electron Probe Microanalysis, Academic Press, 1969.
- [37] Beaman D. R., *et al.*, Electron Beam Microanalysis, Amer. Soc. for Testing and Mater., 1972.
- [38] White E. W., X-ray Emission and Absorption Wavelengths and Two-Theta Table, Amer. Soc. for Testing and Mater., 1970.
- [39] Johnson G. G., *et al.*, X-ray Emission Wavelength and keV Tables for Nondiffractive Analysis, Amer. Soc. for Testing and Mater., 1970.
- [40] *J. Phys.* **D1**, 425(1968).
- [41] *Rev. Mod. Phys.*, **38**, 513 (1966).
- [42] Heinrich K. F. J., Quantitative Electron Probe Microanalysis, National Bureau of Standards, 1968.
- [43] Good R. J. *et al.*, Techniques of Surface and Colloid Chemistry and Physics, Marcel Dekker, 1974.
- [44] *Anal. Chem.*, **44**, 350 (1972).
- [45] Elliott R. M., Advances in Mass Spectrometry, Pergamon Press, 1962.
- [46] Ahearn A. J., *et al.*, Mass Spectrometric Analysis of Solids, Elsevier, 1966.
- [47] Bregman J. I., Surface Effects in Detection Sartan Books, 1965.
- [48] Quayle A. *et al.*, Advances in Mass Spectrometry, Institute of Petroleum, 1971.
- [49] *J. Nucl. Mater.*, **53**, 25 (1974).
- [50] *Surface Sci.*, **25**, 147 (1971).
- [51] *Radiation Effects*, **18**, 221 (1973).
- [52] *Nouv. Rev. Opt. Appl.*, **2**, 81 (1971).

- [53] *Phys. Rev. Letters*, **26**, 486 (1971).
- [54] *Status Solidi (A)*, **10**, 501 (1972).
- [55] *J. Opt. Soc. Am.*, **65**, 199 (1975).
- [56] *Rad. Eff.*, **18**, 221 (1973).
- [57] *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 199 (1975).
- [58] *J. Nucl. Mat.*, **53**, 257 (1973).
- [59] *Nucl. Instr. Meth.*, **113**, 605 (1975).
- [60] *Phys. Rev.*, **B9**, 2870 (1974).
- [61] *J. Nucl. Mat.*, **53**, 252 (1974).
- [62] *Inst. Phys. Conf. Ser.*, No. 28, 318, 1976.
- [63] *Rev. Sci. Instr.*, **45**, 378 (1974).
- [64] IAEA-CN-35/A17, 1976.
- [65] *Proc. 6th Symposium on Engineering Problems of Fusion Research*, 361, 1975.
- [66] 9th Solf Conference, Garmisch-Partenkirchen.
- [67] *Phys. Rev. Letters*, **35**, 1507 (1975).
- [68] Princeton Plasma Phys. Lab. Rep. **MITT-1243**.

第十章 惯性约束等离子体诊断方法

§ 10.1 惯性约束等离子体简介

惯性约束等离子体是实现可控热核反应的另一条可能的途径。它是在极短的时间内,以极大的能量密度来加热一个小的含有 D-T 燃料的靶物质,使靶产生强烈的向心爆聚,从而使燃料在极短的约束时间内迅速地被压缩和加热达到热核反应条件,并在燃料由于惯性还来不及飞散开来时就产生一次微型的热核爆炸。我们知道,不管用什么约束方法,要使热核燃料有效地燃烧,都必须满足一定的条件:第一,必须达到热核点火温度,对于 D-T 混合燃料,它大约是 10^8K ;第二,等离子体必须约束足够长的时间,还要在足够高的密度下使相当大的一部分燃料发生核反应,这个要求用劳逊数表示,就是等离子体密度和能量约束时间的乘积 $N\tau$ 必须大于 $10^{14}\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}$ 。对于惯性约束等离子体,其约束时间大致可认为是其流体力学的飞散时间,即

$$\tau = \frac{R}{v_{\text{声}}}, \quad (10.1.1)$$

其中 R 为燃料半径; $v_{\text{声}}$ 为燃料的流体力学飞散速度,它就是声速,当燃料温度为 10keV 时, $v_{\text{声}} \simeq 10^8\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ 。此外,燃料等离子体密度 N_0 也可用相应的燃料密度 ρ 表示为

$$N = \frac{N_0}{\rho_0} \rho, \quad (10.1.2)$$

式中 ρ_0 为固体 D-T 燃料的比重,约为 $1\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$; N_0 为与 ρ_0 对应的等离子体粒子数密度,对于固体 D-T 燃料, $N_0 \simeq 3 \times 10^{22}\text{cm}^{-3}$,故上述第二个条件可表示为

$$N\tau = \frac{N_0}{\rho_0} \rho \cdot \frac{R}{v_{\text{声}}} > 10^{14} \quad (\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}). \quad (10.1.3)$$

对于 D-T 燃料,将 N_0 、 ρ_0 、 $v_{\text{声}}$ 的数值代入上式,则上式就可化为

$$\rho R > 0.3 \quad (\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}). \quad (10.1.4)$$

若进一步考虑等离子体对输入能量的吸收效率 η 等因素,一般估计惯性约束 D-T 等离子体达到能量得失相当的条件:

$$\rho R = 1 \quad (\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}), \quad kT_{\text{DT}} = 10 \quad (\text{keV}). \quad (10.1.5)$$

另一方面,我们也可以计算为使半径为 R 的 T-D 燃料加热到温度 T 时所需要的输入能量,它等于

$$E_{\text{in}} = \frac{1}{\eta} \frac{4\pi}{3} R^3 \cdot 3NkT = 4\pi \frac{N_0}{\rho_0} \frac{(\rho R)^3}{\eta \rho^2} kT. \quad (10.1.6)$$

将(10.1.5)式的数值代入上式,就可求得为使惯性约束 D-T 等离子体达到能量得失相当条件所需的输入能量至少应为

$$E_{\text{in}} = \frac{6 \times 10^8}{\eta \rho^2} \quad (\text{J}). \quad (10.1.6')$$

而相应的反应时间为

$$\tau = \frac{R}{v_{\text{声}}} \simeq 10 \quad (\text{ns}). \quad (10.1.7)$$

由此可见,为实现惯性约束等离子体能量得失相当条件,所需要的输入能量是很高的,例如当 $\eta=0.3$ 时,若没有压缩,即 $\rho=1\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 时,所需能量要高达 10^9 J ,而功率却要高达 10^{17} W ,这是任何技术都难以实现的。若燃料体积被压缩 10^3 倍,即 $\rho=10^3\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$,则所需能量可降到 10^3 J ,而所需功率可降到 10^{14} W ,这是有可能达到的。因此,只有实现 D-T 燃料的高度压缩,才有可能实现惯性约束等离子体的能量得失相当条件。燃料压缩除了能有效地提高燃料的燃烧效率,减少最小燃料质量和所需的输入能量外,高度压缩的燃料球还可有效地吸收聚变反应所产生的高能带电粒子(如 α 粒子、质子等),使燃料得到自加热,从而可进一步减少所需的输入能量;并且还可使电子离子耦合时间变得比惯性约束时间短,从而也可以使燃料离子有效地加热到点火温度。总之,惯性约束方法实现热核点火的重要特点是:需要高功率密度的能源来加热燃料靶,使其高度地压缩而达到热核点火条件。

目前主要是利用高功率密度的激光、电子或离子束来探索惯性约束法实现可控热核聚变的可能性。计算表明,要使 D-T 燃料压缩达 $10^4\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$,温度加热达 10 keV ,所需的最小压强约为 10^{19} 个大气压,而且压强必须足够对称地加到燃料上,并要适当地控制住流体力学不稳定性。这些要求是很高的,实验上大致用如下的方法来实现。

我们知道,激光束目前已有可能达到大于 $10^{17}\text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的功率密度,在这样的光强下,其光压已几乎等于 10^8 大气压。若用这样高功率密度的激光束(或电子束)从各个方向对称并同步地照射含有 D-T 燃料的小球靶,它的能量被靶表面的物质所吸收,使其表面层烧蚀。烧蚀的物质以很高的速度向外喷射,形成类似子日冕的冕层等离子体。在冕区等离子体的临界层附近,激光能量进一步被共振吸收,从而产生超热电子。这些超热电子一方面在冕区的外部产生快离子,带走可观的动能;另一方面向冕区内部输运,进一步加热烧蚀表面,使烧蚀表面不断地产生向外喷射的烧蚀动量流,其反冲力将产生强烈的激波,形成强大的压力,从而使燃料产生向心爆聚。如果我们很好地选择和控制在激光束或粒子束波形,使激波几乎是同一时刻达到压缩中心,燃料心就可以进一步压缩达到 10^{19} 大气压。激光束或粒子束与靶相互作用的整个过程是十分复杂的,它包含着激光、电子、离子、X 光及聚变产物的复杂的相互作用与输运,以及与上述相互作用相联系而产生的电磁场,聚变靶的流体力学运动等,而且它们还具有复杂的时间和空间特性。这些过程都直接影响燃料最后所达到的压缩效果,因而它们也是惯性约束等离子体实验和理论研究的重要对象。

在惯性约束系统中,激光爆聚的研究工作开展得较早,而且它还具有很重要的中间应用价值,各国都非常重视,研究规模也很大,因而近几年来已取得了许多重要进展。利用激光束进行惯性约束等离子体实验的主要优点是,它可以获得功率密度极高的激光束,例如利用模式锁定方法可以获得脉宽为微微秒量级的超短脉冲激光束,用光学方法也可以将激光束聚焦到微米量级的空间范围,以致它的光能非常集中。此外,还可以利用电光开关、分束片、透镜、反射镜、滤光器等,将光束分解、合成并形成具有一定输出波形和一定同步关系的多路光束;并可利用激光放大器进行高功率放大。激光器的缺点是电光转换效率太低,而且靶材料对激光能量的吸收效率也不是很高,因此,要真正实现聚变能量收益,必须使聚变能和等离子体热能之比(称为增益)远大于 1 才行。目前实验中多半采用钕玻璃激光器($\lambda=1.06\text{ }\mu\text{m}$),几十路激光器总能量已经达到 10^4 J 量级,脉宽小于 1 ns 。这样强的激光脉冲轰击直径约 $100\text{ }\mu\text{m}$ 量级的微球靶,已经可以产生 10^2 以上的压缩比和 5 keV 量级的离子温度, ρR

值已近于 $0.1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$, 并已获得了 10^9 /次的中子产额。另一种惯性约束实验常用的激光器是 CO_2 气体激光器, 它的突出优点是电光转换效率比钕玻璃激光器高得多, 而且其成本低、可有较高的重复频率。但是波长较长 ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$), 在远红外区, 光束的处理和输运就比较困难了, 而且原来理论预言这样长的波长对激光与靶的相互作用是不利的。不过最近的实验结果表明波长效应并不那么严重, 因此仍在建造更大规模的 CO_2 激光器, 能量 10^5 J , 脉宽 1 ns 。另外两种大功率激光器是碘激光器[波长 $1.3 \mu\text{m}$, 功率 $300 \text{ J}/(180 \sim 360) \text{ ps}$] 和强电子束激励的 HF 激光器(波长 $3 \mu\text{m}$, 功率 $10 \text{ J}/26 \text{ ns}$), 但它们基本上是处于研制阶段, 还没有成功的打靶结果。目前正在努力探索和研制新的适用于最终实现惯性约束聚变目标的激光器, 其预期的指标是: 波长在可见光区, 效率 $\sim 10\%$, 能量 $0.3 \sim 3 \text{ MJ}$, 功率 $100 \sim 400 \text{ TW}$, 重复频率 $\sim 10 \text{ Hz}$ 。预计这样水平的激光器有可能达到热核“点火”要求, 可见最终实现激光驱动热核能源的目标仍是一项长远的艰巨工作。

惯性约束实验用的第二种能源驱动器是强流相对论电子束。强流相对论电子束用于爆聚实验的概念是在 60 年代末才提出的, 但由于它早已用于模拟核爆炸, 已有相当成熟的技术基础, 所以其进展也很迅速。电子束爆聚过程与激光爆聚过程是类似的, 只是由于电子束的穿透能力比较强, 为了有效地吸收电子束能量, 要求用较厚的(例如 $0.1 \sim 0.3 \text{ mm}$)高 Z 材料(如 Pb, Au, Cu 等)做成的靶壳包围 D-T 燃料, 因而其靶的尺寸比激光爆聚靶大(如直径约 1 cm , 重量约 $1 \sim 3 \text{ g}$), 故点火所需的能量也要大些。电子束用于驱动爆聚的主要优点是: 电能转换成电子束能的效率较高, 比具有相同输出能量的激光束的成本低很多; 而且电子束与热核靶的耦合效率也较高; 此外, 电子束自身携带强大的磁场, 有可能对热核靶形成脉冲的磁约束场, 强烈地压缩靶物质, 这就有可能降低加热和压缩燃料达聚变条件所需的最小能量。其主要缺点是电子束的输运和聚焦较困难, 而且其脉冲宽度比较大(约 100 ns 量级), 因而其所能达到的功率密度不如激光束高。预计用能量为 10 MJ 、功率为 10^{14} W 、脉宽为 100 ns 的强流电子束均匀照射直径为 1 cm 的 D-T 燃料靶上(包有高 Z 材料靶壳), 就有可能实现热核点火。目前已能产生最大功率为 10^{13} W 的相对论性电子束, 使 D-T 燃料压缩达 10^2 倍以上, 中子产额为 $(1 \sim 3) \times 10^6$ 中子/次。

从上述简单的介绍可以看出, 惯性约束等离子体的参数与磁约束等离子体有很大的区别, 惯性约束等离子体的参数范围为: 时间 $10 \text{ ps} \sim 100 \text{ ns}$, 空间 $10 \mu\text{m} \sim 1 \text{ cm}$, 温度 $50 \text{ eV} \sim 500 \text{ keV}$, 密度 $10^{22} \sim 10^{26} \text{ m}^{-3}$ 。因此, 与磁约束等离子体诊断相比, 惯性约束等离子体诊断对时间分辨和空间分辨的要求都高得多。以下几节我们介绍一些在爆聚等离子体实验中常用的诊断方法, 重点是介绍激光爆聚实验中所用的诊断方法。在激光爆聚实验中, 除了需要测量等离子体的各种参数(如电子、离子密度和温度的时间、空间分布)外, 还需要测量入射激光束的能量以及它的时间、空间分布。为了研究激光与等离子体相互作用的机制, 需要测量靶对入射激光能量的吸收率, 以及散射、反射光的空间分布和谱分布的特征。此外, 还要测量靶的压缩效果, 即靶最后所达到的 ρR 值等。由于爆聚等离子体的特点是尺寸小、时间短、密度高, 使得许多在磁约束等离子体实验中行之有效的诊断方法(如激光散射等)在这里不适用了, 而采用了许多具有高空间分辨特点的成像诊断方法, 它们形成了高温等离子体诊断中独特的领域, 因而我们将作专门介绍。这里所介绍的不少诊断方法, 对于其它能源驱动的惯性约束等离子体也适用, 但时间和空间分辨率的要求可以放宽 $1 \sim 2$ 个数量级。

§ 10.2 光能测量和光学诊断

§ 10.2.1 脉冲能量的测量^[1, 3~10]

激光核聚变实验研究中,靶对入射的激光能量的吸收效率,即输入到靶上的激光脉冲总能量中,有多少被靶物质所吸收而转换成等离子体粒子和 X 射线能量是最重要的实验参数之一,也是激光核聚变实验中能量吸收机制及能量平衡研究的重要内容之一。因此,输入的激光脉冲总能量及其散射光能量,以及激光-靶相互作用产物(离子、电子和 X 射线等)能量的测量,是激光核聚变实验的常规诊断内容。

在高功率的激光与物质相互作用实验中,脉冲能量通常都是用量热器(常称之为卡计)测量的。用量热法测量各种能量是一种古老的测量技术,该方法的概念很简单,就是用—个与周围环境热绝缘的吸收体来吸收入射的能量,并测量由此产生的温升。只要吸收体对入射能量的吸收效率是已知的,则由此温升就可推算出入射的能量。很显然,由于该测量需要经历一个热弛豫过程,因而它的响应时间较长,而且灵敏度也不很高。尽管如此,但由于它比较简单,而且测量结果比较简单明了,容易进行绝对标定,因而卡计仍广泛应用于各种辐射的能量测量。

用卡计测量激光能量,最重要的是要尽可能地保证吸收体能完全吸收入射的能量,或者能精确地知道吸收体的吸收系数。因此,一般都要求吸收表面对入射辐射具有低而稳定的反射率,而且在一般小功率激光卡计中,为了提高吸收系数,都常用黑化表面做接收器,或者将接收器做成空腔或斗状,以使入射辐射在其中经多次部分反射而被吸收。但对短脉冲、高功率激光,就不能用这类表面吸收型的卡计来测量其能量。这是因为聚变实验用的激光辐射通量密度很高,在表面吸收的情况下,表面局部温升过高,从而使卡计烧毁。为避免这种情况发生,通常都采用体吸收材料做卡计的接收器,激光脉冲能量就在一定厚度并部分透明的介质中被吸收,从而使这个介质中任一点的瞬时温升都不会过高。因此,一般要求这类体吸收型卡计的吸收材料具有适当的吸收系数,一方面保证它不会因吸收辐射而产生过高的温升,另一方面又必须保证能在适当的厚度内几乎完全吸收入射的辐射。此外,还要求吸收材料具有较高的熔点和比较大的热导系数,以使其能承受较高的温升,并能较快地达到热平衡。由上述也可知,体吸收卡计的一个缺点是一种吸收体通常只能用来吸收比较窄的波长范围的辐射,因此不同波长的辐射要选用不同的吸收材料。对于近紫外到近红外的各种波长

激光,可选用各种有色玻璃滤光片做吸收体;对中、远红外激光,可用各种塑料(如聚四氟乙烯、聚苯乙烯等)做吸收体,而各种用作红外窗的非有机材料,在其透射率比较低的波段也可用作吸收体材料,如硅片可用作 CO_2 激光卡计的吸收体材料。

激光卡计可以根据需要做成各种结构形式,图 10.2.1 是一种用来测量激光总能量的卡计结构示意图,它的结构为双卡计形式,两个卡计的结构完全相同,都是由吸收体和测温元件所组成,且它们的测温元件的冷端都装在一个

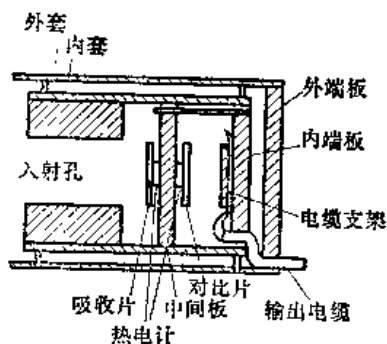


图 10.2.1 激光卡计结构示意图

共同的散热板上。其中一个卡计用来测量入射的辐射能量;另一个卡计不接收入射辐射,用来补偿环境温度的变化。这两个卡计的输出分别接到差分放大器的两个输入端上,由于两

个卡计完全相同,这样冷端不需要有任何特殊的恒温设备,这就减少了环境温度变化对测量结果的影响。在卡计吸收体和测温元件之间,通常用掺有银粉的环氧树脂粘接一块良热导体(如铜、铝等),以使其横向热分布较均匀。测温元件可以是热电偶、半导体热电堆、热释电探测器等。然后将整个卡计组件热绝缘地装在一个外套筒内,使其与周围环境有良好的热绝缘,以减少卡计的热损失。

至于用于测量被靶散射的激光能量的散射光卡计,根据测量目的不同,可以有两种结构。一种结构与图 10.2.1 所示的相类似,但结构简单些,只有一个外套筒,没有内套筒,冷端的散热片就是一块良传热板;且其入射口加一离子和 X 射线屏蔽窗,以使卡计只能接收散射光能量。这种卡计主要用来测量某一特定方向上小立体角内的散射光能量,还可以测量散射光能量的角分布,但它要在包围靶的不同方向上安放许多这种卡计。此外,在这种卡计的窗前也可放滤光片,用以测量散射光的谱分布。另一种散射光卡计是所谓盒式卡计,其结构如图 10.2.2 所示,它实际上是将六个吸收体围成一个立方体,并在吸收体、外壳等的适当位置开有适当大小的孔,以分别作为主激光束入射孔、观察孔和诊断孔、靶安装孔等,靶位于盒的中心,使吸收体能尽可能多地吸收从靶散射的 4π 立体角内的辐射。用这种盒式卡计可以较精确地测量散射光总能量;但不能测量散射辐射的空间角分布,而且为使其收集散射辐射的立体角尽可能大,诊断孔不能开得很多,因而也限制了可用的诊断仪器的数目。

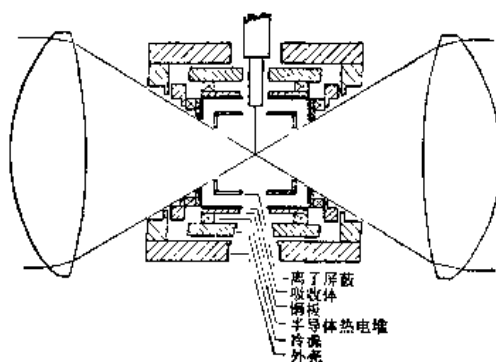


图 10.2.2 盒式卡计结构示意图

研究激光与靶的能量耦合效率,除了测量散射光能量外,也可以通过直接测量反应产物的能量来获得。靶所吸收的激光能量大部分作为电子、离子和 X 射线能量重新发射出来,因而我们也可用粒子和 X 射线卡计来测量它们所携带的能量。因为靶发射粒子和 X 射线时,总是伴随有散射辐射,因此为测量粒子和 X 射线能量,就必须设法消除散射辐射对测量的影响。通常采用两种方法来消除散射辐射对粒子和 X 射线卡计的影响。一种是采用补偿型卡计(又称为差分卡计),它有两个接受器,其中一个接收器只接收散射辐射,而另一个接收器既接收散射辐射,又接收粒子和 X 射线,将它们的输出相减,就可以测得粒子和 X 射线的能量。这种补偿式卡计也要求吸收材料具有近 100% 的能量吸收系数,或吸收系数是精确已知的,并且与入射粒子的能量和电荷态无关;此外,也要求吸收表面对激光波长的辐射的反射率要高,以进一步减小散射激光的比重。打在吸收体上的离子和电子的部分能量,可能通过背散射、溅射和二次电子发射等过程而损失,因此,为保证吸收系数尽可能高,就得要求吸收体材料的背散射、溅射和二次电子发射系数要低。然而,由于这些系数与材料表面条件及入射粒子的能量、质量及电荷态有关,一般很难确定哪种材料最好,但某些实验表明,铝与其它材料(如 Cu、Ag、Ta 等)相比,其溅射和二次发射系数都较小。因此,在离子总能量比 X 射线总能量大很多的实验中,常用 Al 膜(如 0.025 mm 厚)做粒子卡计的吸收材料。图 10.2.3 是一种补偿式粒子和 X 射线卡计的结构示意图,其中圆盘式接收体不屏蔽,而在圆环入口处加一离子和 X 射线屏蔽窗。其它的基本结构与前述的卡计相同,吸收膜也是粘在良传热的圆盘或环上,它除了使横向热分布均匀外,它还有一个重要的作用,就是使接收体

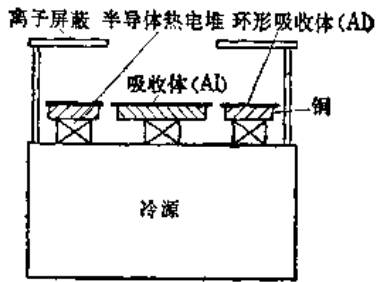


图 10.2.3 差分式离子卡计

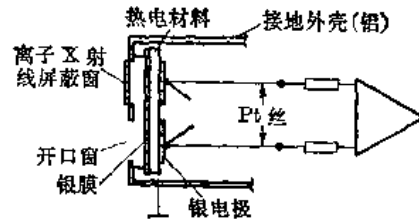
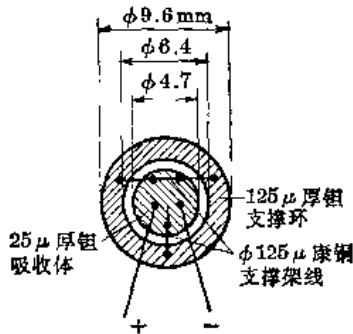


图 10.2.4 热电材料做热敏元件的微分卡计

有足够大的热容量,以使其热损失对能量测量所造成的误差较小;但其灵敏度相应地也降低了,不过对于离子卡计来说影响不大,因为它接受的能量较大。图 10.2.4 是另一种微分卡计结构及其输出电路示意图,它是用热电陶瓷——PZT(锆钛酸铅)做热敏元件,PZT 可以被极化而呈现永久电偶极矩,应力或热都可以使它的永久电偶极矩产生相应的变化。在 PZT 基片的一面镀一层约 $20\mu\text{m}$ 厚的银做接收面,其背面在与入射窗相对应的位置镀上两块大小与入射窗面积相同的银层,作信号引出电极。当粒子打到接收面上时,其能量被吸收,并使相应部位的 PZT 加热,从而产生电输出信号,而离子电荷则通过接地的外壳流入大地。它也是差分式的,以消除散射辐射的影响;此外,镀银的接收面(再经仔细抛光)对散射辐射有很高的反射率(可高达 98%),可进一步减少散射辐射的影响。另一种粒子卡计,是采用透射式卡计以消除散射辐射的影响,这种卡计是用对入射激光透明的材料做吸收体,它

主要是用在不适于用补偿式卡计的地方(如放在主激光束入射光路上),用来测量离子能量。

图 10.2.5 灵敏的 X 射线卡计的
吸收片及其支撑环结构示意图

至于用于测量 X 射线能量的 X 射线卡计,由于一般 X 射线的总能量比激光能量和离子能量小很多,通常要求其灵敏度比较高。为此接收器比较精巧,从而其热容量较小,灵敏度较高。图 10.2.5 是一个灵敏的 X 射线卡计的吸收片及其支撑环结构示意图,吸收片是个直径为 47mm 、厚为 $25\mu\text{m}$ 的钽片,它用直径为 $127\mu\text{m}$ 的康铜丝通过点焊固定在厚为 $125\mu\text{m}$ 的钽支撑环上,整个支架再固定在卡计的套筒前部。温升由直径为 $25\mu\text{m}$ 铬镍-铝镍热偶丝测量,热偶丝直接点焊在吸收片的背面上;输出经低噪音直流放大器放大后被记录。它可测的最小能量流密度为 $0.3\text{mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$ 。X 射线卡计的吸收片也常用金片。为使 X 射线卡计不接收离子、电子和激光的辐射,可在其入口处加一薄层滤光膜(如厚为 $70\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的碳膜等)和偏转磁场(如磁感应强度为 0.25T 的磁铁)。

在激光核聚变实验研究中,除了广泛应用上述卡计测量激光、粒子和 X 射线能量外,还应用各种探测器来测量它们的能量,以下我们对其中较常用的几种探测器分别作些简单的介绍。

在激光核聚变实验研究中,除了广泛应用上述卡计测量激光、粒子和 X 射线能量外,还应用各种探测器来测量它们的能量,以下我们对其中较常用的几种探测器分别作些简单的介绍。

(1) 硅光电探测器 它的光谱响应范围可达近红外区,可用来测量钕玻璃激光脉冲能量。由于它灵敏度高,尺寸小,很适于测量散射光的空间角分布,可把它放在离靶较远的地方,以使有更多的空间安放其它的诊断仪器。

(2) 硅面垒探测器 它是一种灵敏的 X 射线探测器,常用来测量 X 射线脉冲能量。典

型的硅面垒探测器的探测面积为 25 mm^2 , 入射窗厚约为 $40\text{ }\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ($0.15\text{ }\mu\text{m}$), 当加上几百伏的反向偏压时, 其耗尽层厚度可达 $500\text{ }\mu\text{m}$, 当 X 射线光子能量在 $0.3\sim 10\text{ keV}$ 时, 探测效率可达 99% (其下限由入射窗厚度决定)。图 10.2.6 是一个硅面垒探测器测量 X 射线的灵敏度曲线, 由图可见当光子能量大于 10 keV 后, 其灵敏度迅速下降, 这是由探测器的耗尽层厚度决定的, 若其耗尽层厚度加厚, 灵敏度坪区就可扩大到更高的能区。这种探测器由于有铝窗, 它对激光波长的辐射不灵敏, 但可用它探测快速电子。因此, 用来作纯 X 射线能量测量时, 必须在其前面加一偏转磁铁。由于它灵敏度高, 体积小, 可测的能量流密度范围很宽 (约 $4\times 10^{-11}\sim 4\times 10^{-5}\text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$), 而且它的输出电荷直接与所吸收的 X 射线能量成正比, 故很适于测量 X 射线能量密度的角分布。

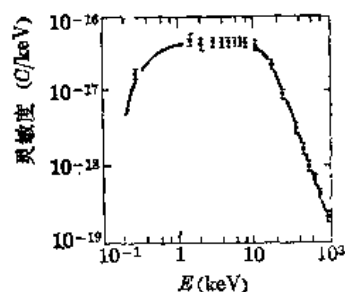


图 10.2.6 硅面垒探测器对 X 射线的灵敏度曲线

(3) 热释光剂量计 有些物质 (如 CaF_2 、 LiF 等) 在 X 射线照射下, 能吸收 X 射线能量, 并以激发能的形式储存起来; 而在外界加热的情况下, 它又以发射光子的形式释放它所储存的能量, 且其光输出与所吸收的 X 射线能量成正比。这类物质称为热释光材料; 利用热释光材料做成的剂量计, 称为热释光剂量计。这种剂量计的动态范围大 (可达 10^7 数量级), 对 X 射线剂量一直到 1000 拉德都还有线性的响应, 而且对可见光和红外光都不灵敏, 尺寸小, 用它来测量 X 射线脉冲能量也是很方便的。

§ 10.2.2 光束诊断^[1]

在进行激光和靶等离子体相互作用实验时, 了解入射到靶上的光束的特性是很重要的, 因为它直接影响激光和靶等离子体相互作用的性能。而由于激光输出功率的涨落, 入射在靶上的激光光束的空间分布和时间特性, 每次都是不同的, 而且入射光束的特性也与激光系统的参数, 诸如变迹孔的选择、空间滤波器的位置以及每级放大器的增益等有关。因此, 重要的是在每次打靶实验中, 对入射光束能够进行完整的诊断。

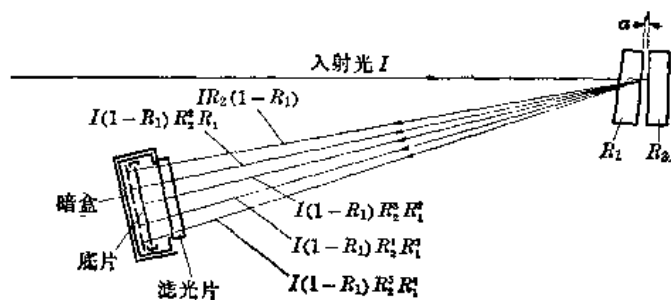


图 10.2.7 自标定式的多次成像照相机原理图

靶室中入射激光束焦点附近的光场分布可以用普通照相的办法来测量。只要用分光片或衰减片将激光束的光强减弱到适当的程度, 就可以通过照相直接使底片曝光。为了从照相底片的密度 (黑度) 分布求得底片曝光的能量密度分布, 就必须对底片另行标定曝光, 以便测定底片的曝光特性。

而底片的曝光特性又与底片的性能、以及显影等的底片处理过程有关。这样测定光场分布的方法是很麻烦的, 而且会产生较大的误差。近来常采用一种所谓自标定的多次成像法来测定光强的空间分布, 其原理如图 10.2.7 所示。使被测光束射入一个由两个不完全平行的反射镜组成的反射镜对。若两反射镜相向的内表面的反射率分别为 R_1 、 R_2 (通常使 $R_1\approx 50\%$, $R_2\approx 100\%$), 则入射光束将在两反射面间多次反射, 而每次反射都有部分光束透过第一反射面射出。因此, 我们将得到一系列出射光束, 这些光束在空间上是分开的 (它们相邻之间的夹角为 2α , α 是两反射面间的夹角), 而它们的光强是递减的。如果入射光强为 I , 则

除直接由 R_1 反射的光束外, 由 R_1 出射的各束光的光强如图中数值所示, 相邻光束间光强的衰减因子为 $R_1 R_2$ 。这些光束由同一底片记录。为了减小本底, 底片应放在暗盒中, 且在入口处应加带通滤光片, 以滤除与激光波长不同的本底光; 滤光片表面通常加防反射涂层, 以消除其表面反射所形成的干涉条纹。该底片经显影后就可得到一系列象, 它们的曝光量是依次递减的, 其递减因子为 $R_1 R_2$ 。如果我们测出不同象中同一对应点的密度, 就可测得该底片的曝光特性; 且只要测出其中一个象的密度分布, 由曝光特性曲线就可求得该光束的光强的相对分布。再将该分布对卡计所测得的光束总能量归一, 就可得到光束的能量密度分布。

至于光束的时间特性, 通常是用扫描式高速摄影机测量的。只要将扫描摄影机的狭缝对准被测光束分布的中心, 就可以得到该光束随时间变化的特性。由于爆聚实验用的激光脉冲都是超短脉冲(毫微秒至亚毫微秒量级), 这就要求高速摄影机的分辨时间要达到 ps 量级, 目前只有变象管高速摄影机才能达到这个要求。在第四章中我们已经指出, 限制变象管高速摄影机的分辨时间的主要因素有两个: 一是由于光阴极射出的光电子的初始能量不同, 因而引起它们的飞行时间有一定的涨落 τ_1 , 这个飞行时间涨落与光阴极附近的加速电场强度有关。若光电子初始能量偏离为 ΔE (以 eV 为单位), 而加速电场为 \mathcal{E} , 则飞行时间涨落近似为

$$\tau_1 \approx 2.34 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{\Delta E}}{\mathcal{E}}; \quad (10.2.1)$$

二是由于摄影机的空间分辨能力有限, 而扫描摄影机的时间就表现在扫描距离上。因此, 扫描距离的不明确性就影响了时间分辨能力。若扫描摄影机的空间分辨为 Δl , 而扫描速度为 v , 则由此所产生的时间误差为

$$\tau_2 = \frac{\Delta l}{v}. \quad (10.2.2)$$

由此可见, 为了提高变象管扫描摄影机的时间分辨率, 主要是增强光阴极附近的电场强度和提高了扫描速度。经特殊设计的变象管摄影机, 目前可达到的时间分辨率为 2 ps (对可见光到近红外光), 故用这类高速摄影机就可以精确地测定超短激光脉冲的时间特性。

图 10.2.8 给出了激光光束诊断实验安排的一个例子, 图中是用一分光片从主光束中分出 2% 的取样光束, 用以进行光束诊断, 并用一伽利略望远镜将取样光束聚焦到各诊断设备上。这里之所以用这类望远镜, 是因为要在较短的距离内产生放大倍数较大的象, 而且又不会产生光束的内聚焦效应; 同时, 通过移动其中的凹透镜, 可以使靶室中入射光轴上任一垂直平面上的光能密度分布成象在图中所示的叉丝上。该光束诊断系统是利用等效平面成象原理, 获得入射光束在靶室内的焦点附近不同光束截面的象。对于简单的双透镜系统, 等效平面成象原理如图 10.2.9 所示。用两个理想的透镜 (它们的焦距分别为 f_1, f_2) 来聚焦同一光束时, 若透镜 1 焦点附近有一个平面 (它垂直于光轴, 且到焦点的距离为 δ_1), 则在透镜 2 焦点附近有一等效平面 (它垂直于光轴, 且到焦点的距离为 δ_2), 这两个平面上的光束能量密度分布完全相似, 但它们的象的放大倍数不同。由几何光学可求出这个等效平面到焦点的距离为

$$\delta_2 = \frac{f_2^2 \delta_1}{f_1^2 - (L_2 - L_1) \delta_1 + (f_2 - f_1) \delta_1}, \quad (10.2.3)$$

式中 L_1, L_2 分别为透镜 1、2 到分束镜的距离。

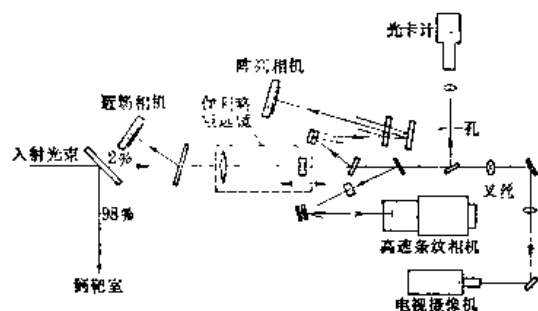


图 10.2.8 激光光束诊断实验安排

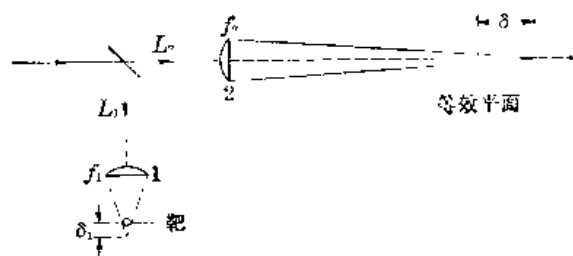


图 10.2.9 等效平面成像原理图

该光束诊断系统包括有：近场照相机、阵列照相机、扫描照相机、光卡计和电视摄像机等。每个诊断设备（除近场照相机外）到望远镜的光程长都调节得与叉丝到望远镜的光程相匹配。近场照相机用来拍摄激光输出的能量密度分布。阵列照相机是由两对反射镜所组成，第一反射镜对的间距很小且不平行，它是用来产生一系列具有已知强度比的同一等效平面的多重象；而第二对平行反射镜对的间距 Δ 比第一对的大，它是利用光束在反射镜间多次反射产生的光程差，产生不同等效平面的象，且不同等效平面的象是成象在底片的不同列上。这些等效平面在靶室中的间距由第二个反射镜对的间距 Δ 及系统的纵向放大倍数决定。因此，阵列照相机一次曝光就可以产生靶室中焦点附近不同平面上光场分布的自标定象，即它所能获得的信息量大，这是阵列照相机的优点。扫描照相机是用来测量光束的时间特性（即波形），它的入射窄缝对准等效平面光束能量密度分布的中心，然后窄缝的象在底片上迅速扫描。这个扫描照相机也利用一对反射镜产生具有不同强度的一行象，同时利用一个玻璃标准具产生具有一定时间延迟（该系统所用的延迟时间是 300 ps）的多重象；因此，标准具产生的延迟时间可用来精确地标定扫描速度，而不同强度的象可保证至少有一幅象具有最佳的曝光，以便标定。光卡计是用来测定激光的总能量，而电视摄像机是用于系统的准直。由上述可知，利用这个系统，一次打靶就可以对光束的特性进行全面的诊断，通过分析各照相机所获得的象，并配合光卡计所测得的总光能数据，就可以测定光束所有的空间、时间特性（诸如焦斑的对称性、径向的能量分布、光束的会聚角、形状和尺寸，以及靶平面上能量分布的丝状结构的对比度等），这些特性的测定对激光聚变实验研究来说都是很重要的。

§ 10.2.3 激光探针^[11~16]

在激光聚变实验研究中，在靶周围由激光照射产生的冕层等离子体的特性是很重要的。因为激光和等离子体的耦合就发生在这个区域中，在这个区域中可能发生各种复杂的相互作用过程，包括逆韧致吸收、参量吸收、共振吸收、散射和反射损失等各种过程。这些过程中的哪一个过程是吸收激光能量的主要机制，这与这个区域中的电子密度分布，特别是与临界电子密度层附近密度梯度的特征长度密切相关。而且，理论和实验都指出，在靶周围的冕区存在着强的自生磁场，它的存在和大小对激光能量的吸收及向靶核心区的输运特性有重大的影响。利用激光探针，通过干涉法可以测定冕区等离子体的电子密度分布，通过法拉第旋转法可以测定冕区中自生的磁场强度。因此，激光探针是探测冕区等离子体的强有力的诊断工具。

在第七章我们已讨论了激光干涉测量等离子体电子密度的方法，将这个方法应用于激光爆聚等离子体诊断时，必须注意两个问题。首先是激光聚变等离子体的电子密度很高，而且其密度变化梯度很大，即密度梯度的特征长度很短，因此探针激光束通过这个高密度梯度

区时,将会产生大角度的折射偏转。例如,我们考虑波长为 λ_h 的高斯光束打到靶上,设它所产生的冕区等离子体有如下的电子密度分布:

$$N(r, z) = N_0 \exp\left(-\frac{8r^2}{L^2}\right) \exp\left(-\frac{z}{l}\right), \quad (10.2.4)$$

其中 L 为横向密度衰减到 $1/e^2$ 值的直径, l 是轴向密度衰减的特征长度(横向和轴向是对加热激光束入射方向而言), N_0 为加热激光波长为 λ_h 时的临界电子密度, 这里坐标原点取在临界表面上。由第六章的公式(6.3.14), 我们可以估计探针激光束横向通过临界表面时, 产生的偏转角 θ 为

$$\theta = \text{tg}^{-1} \left[0.313 \frac{L}{l} \left(\frac{\lambda_P}{\lambda_h} \right)^2 \right]. \quad (10.2.5)$$

若我们取典型的爆聚等离子体分布的特征尺寸 $L = 100 \mu\text{m}$, $l = 10 \mu\text{m}$, 并取探针束波长为 $\lambda_P = \frac{1}{4} \lambda_h$, 则由上式估计折射偏转角将达 11° 。由此可见, 高密度梯度等离子体所产生的折射效应是比较严重的。为减少由此所产生的测量误差, 必须采用短波长的激光作为探针束, 对于 $\lambda_h = 1.06 \mu\text{m}$ 的加热激光, 要用其四倍频才能测量出冕层的电子密度分布。其次, 由于等离子体密度高、梯度大, 因而对干涉仪的空间分辨率的要求也较高, 用前者的电子密度分布模型, 可求得为能测量临界表面的电子密度, 要求干涉仪的空间分辨应满足:

$$(\Delta z)_r = \frac{3l\lambda_h^2}{L\lambda_P}. \quad (10.2.6)$$

再则, 由于等离子体的等密度表面可以以很高的速度运动, 为了保证能够得到清晰的干涉条纹, 必须利用脉宽足够短的探针脉冲, 即要求脉宽应满足:

$$(\Delta\tau)_r \leq \frac{(\Delta z)_r}{4v_c}, \quad (10.2.7)$$

式中 v_c 为探针激光通过等离子体时, 其临界表面的运动速度。若用前述的数值例子, 并设 $v_c = 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 则由上两式可看到, 要求干涉仪的空间、时间分辨分别为 $1 \mu\text{m}$ 、 10 ps 量级。为了达到这么高的空间分辨要求, 通常都采用全息干涉法来测量冕层等离子体的电子密度分布。图 10.2.10 是一个高空间分辨的全息干涉仪原理图, 它的探针脉冲是钕玻璃激光的四倍频光束, 波长为 2660 \AA , 能量为几个微瓦, 脉宽为 15 ps 。探针束由棱镜分为两束, 一束不通过等离子体, 而是作为背景光射到底片上, 另一束通过等离子体后再射到底片上, 两光束在底片上相干涉形成全息象。图 10.2.11 是用上述干涉仪在一次实验中所测得的电子密度分布曲线, 其实验条件是: 加热激光波长 $\lambda_h = 1.06 \mu\text{m}$; 靶上峰值光强近似为 $3 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$; 靶

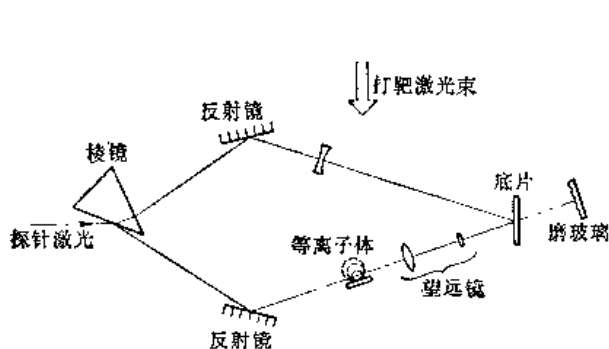


图 10.2.10 高空间分辨的全息干涉仪原理图

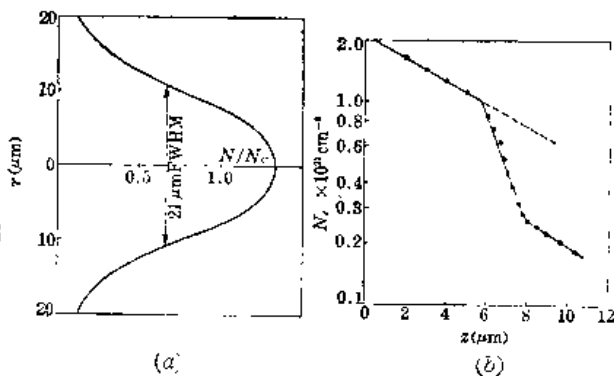


图 10.2.11 冕区等离子体的轴向和横向电子密度分布

是玻璃薄球形靶, 直径为 $41\ \mu\text{m}$, 壁厚 $0.6\ \mu\text{m}$ 。图(a)是在离原靶壁 $4\ \mu\text{m}$ 处横向平面上(与加热激光束方向垂直)的电子密度分布, 图(b)是轴向的电子密度分布。从图(b)可以明显地看到轴向分布存在三个分布区, 亚临界和超临界密度区, 以及它们之间的过渡区, 这个过渡区的特征长度约 $1\ \mu\text{m}$, 这与理论计算结果符合得很好。这表明在高辐射强度下, 激光辐射压强对激光与冕区等离子体相互作用的特征有决定性的影响。当光强大于 $10^{14}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时, 激光辐射压强会使临界层附近的电子密度梯度变陡。这表明在高光强下, 激光能量吸收的主要机制是临界面的共振吸收。当光强更强时, 从干涉图还发现了横向电子密度分布存在大尺寸的凹洞, 以及等密度表面存在小尺度的波纹, 这些都与激光辐射压力的影响有关。

利用激光探针的法拉第旋转效应, 可以测量等离子体磁场。理论计算表明, 在靶冕区等离子体中存在强的自生磁场 \mathbf{B} , 其产生率与 $\nabla T_e \times \nabla N_e$ 成正比, 即

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \propto \nabla T_e \times \nabla N_e, \quad (10.2.8)$$

其中 ∇T_e 是电子温度梯度, 它的方向是在垂直于激光轴的平面上径向地指向激光轴; ∇N_e 是电子密度梯度, 它是沿激光轴方向指向靶表面。可见, 由此所产生的磁场是围绕激光轴的环向磁场, 如图 10.2.12 所示。当一平面偏振的探针激光通过冕层等离子体时(垂直于激光轴), 平行于探针束的磁场分量将使其偏振面产生法拉第旋转。由第七章可知, 其旋转角 ψ 为:

$$\psi = \frac{\pi}{\lambda_P} \int_0^L \frac{\omega_{Pe}^2}{\omega^2} \cdot \frac{\omega_{ce}}{\omega} dl \propto \lambda_P^{-2} \int_0^L N_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}, \quad (10.2.9)$$

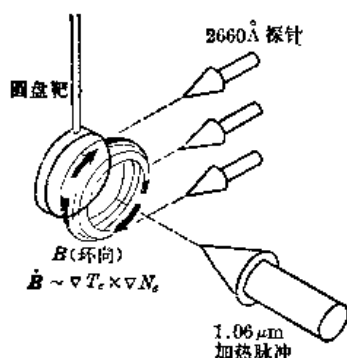


图 10.2.12 冕区等离子体自生磁场产生机制

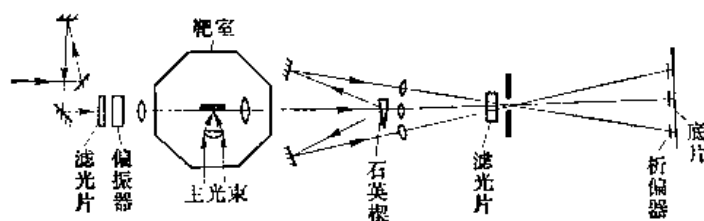


图 10.2.13 激光探针测磁场的实验安排

式中 ω_{Pe} 、 ω_{ce} 分别为电子等离子体频率和电子回旋频率。若通过干涉测量已测定了冕区等离子体的密度分布, 并假设一个适当的磁场变化的模型, 由上式和实验测得的旋转角 ψ 的分布数值, 就可求出磁场的分布。同样, 由于临界层等离子体密度较高, 梯度较大, 为减小衍射造成的误差, 要求探针束的波长也应该是短的。同时由于在激光辐射强度较高时 ($\sim 10^{16}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$), 等离子体中将产生强的二、三次谐波辐射, 所以探针束尽量不用加热激光的二、三次谐波, 例如可用加热激光的四倍频波, 或经拉曼频移的二、三倍频波作为探针束。图 10.2.13 是激光探针测等离子体自生磁场的一个实验安排, 它所用的探针束是从加热激光束 ($\lambda_h = 1.06\ \mu\text{m}$) 分出来的, 它经 KDP 晶体倍频后, 又经酒精盒拉曼频移后而产生的非谐波光束 ($\lambda_P = 6329\ \text{\AA}$), 经光学延迟(用来改变探针束和加热激光束的相对时间)后, 横向射入被测等离子体, 其输出光经 5° 的石英楔后被分成三束, 它们分别聚焦后, 再分别经过取向不同(即它们的偏振轴与起偏片的偏振轴的夹角不同)的检偏器, 再射入照相底片上, 从

而可以得到三维空间分辨的数据。然后,由底片上某一点(通过等离子体的)曝光量与本底(没有经过等离子体的)的曝光量之比(它等于光束偏振面与检偏片偏振面夹角余弦的平方),就可以求得底片上该点记录的法拉第转角。逐点测出法拉第转角分布后,按上述步骤处理,就可以测得冕区等离子体自生磁场的分布。

§ 10.3 X 射线 诊断

激光和粒子束爆聚等离子体可以产生大量的 X 射线,它们包括连续辐射和线辐射。通过测量爆聚等离子体产生的 X 射线谱及其时间和空间分布,可以获得高温等离子体的各种基本参数,以及爆聚过程的各种特征参数,如电子温度、电子密度、电子分布函数、膨胀速度、能量吸收、爆聚对称性以及体积压缩比等。因此,X 射线诊断是研究爆聚等离子体的重要手段。

前几章我们已介绍了有关 X 射线测量和谱分析的一般方法。但是,由于爆聚等离子体本身是个密度极高的高温等离子体,它所产生的 X 射线的强度极高、时间极短,而且源的尺寸极小;这些特点对其 X 射线诊断也提出了新的要求。因此,我们在本节将重点介绍与爆聚等离子体的特点相适应的一些 X 射线诊断方法。

§ 10.3.1 高时间分辨的 X 射线测量^[17~22]

在激光和粒子束爆聚等离子体的实验研究中,为了更好地了解束能量的吸收,等离子体加热和压缩过程,以及研究束与等离子体相互作用过程中所发生的物理过程,要求能够高时间分辨地观测爆聚等离子体所辐射的 X 射线的特征。由于爆聚过程是极其迅速的,例如激光爆聚实验用的激光束脉冲宽度在 100 ps 量级,因此为了能够观察 X 射线辐射特征随时间的变化,就要求其测量的分辨时间短达 10 ps 量级,这个要求是很高的,需要采取特殊的措施才能达到。

X 射线高速扫描照相机 这是进行高时间分辨 X 射线测量的重要工具。我们知道,变象管扫描式照相机可以有很短的分辨时间,在可见光和近红外区,最短的分辨时间已达 2 ps。X 射线高速扫描照相机大多数都是采用变象管扫描式照相机,因为变象管照相机的光谱响应主要取决于光阴极材料,只要将对可见光灵敏的光阴极材料换成对 X 射线灵敏的材料,就可用来测量 X 射线。因此,X 射线变象管照相机的结构和一般可见光变象管结构是类似的。对低能 X 射线光子(1~10 keV),常选用金作为 X 射线变象管的光阴极材料,因为它在上述的光子能量范围内有较高的量子效率,例如,测量表明它对 2.9 keV 光子的量子效率可达 10%。在 X 射线透射窗(如薄的 Be 膜、云母膜等)背面蒸镀一薄层金,就可以做成 X 射线变象管的光阴极。和可见光变象管一样,X 射线变象管的分辨时间主要取决于光阴极发射的光电子的初始能量涨落,以及变象管的扫描速度(当其空间分辨率一定时)。由于 X 射线光子能量较高,从光阴极发射的光电子的初动能涨落也较大,因而在同样的条件下,X 射线变象管的分辨时间要比可见光变象管的分辨时间长。实验上已测量了金光阴极的光电子发射谱,图 10.3.1 是用铝的 K_{α} 线测得的 100 Å 厚金光阴极的光电子发射谱,由图可以看到,其发射谱的半高宽(FWHM)为 3.8 eV,这个值与其它材料的光电子发射谱的 FWHM 值相比是较小的,而且它随 X 射线光子能量变化不大,这也是用金做 X 射线光阴极材料的优点之一。利用(10.2.1)式可以计算,当阴极附近的加速电场为 $3 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 时,由金光阴极发射的光电子的初始能量涨落所引起的电子飞行时间的分散约为 12 ps,再考虑

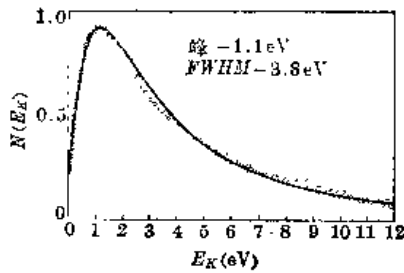


图 10.3.1 金光阴极的光电子发射谱
(X 射线能量 1.487 keV, 金膜厚 100 Å)

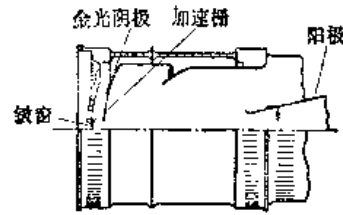


图 10.3.2 一个 X 射线变象管结构示意图

其它因素所决定的分辨时间, X 射线变象管的总分辨时间要短达 15 ps 是有可能的。图 10.3.2 是美国利弗莫尔实验室研制的超快速 X 射线扫描照相机中变象管结构示意图。它的光阴极材料是金, 其厚度为 100 Å, 它是镀在 8 μm 厚的 Be 窗的背面; 光阴极的灵敏面积是由 $0.125 \times 10 \text{ mm}^2$ 的窄缝决定的, 该光阴极对能量为 1~10 keV 的 X 射线是灵敏的。在阴极附近有一加速栅极, 以增强阴极附近的电场强度(约 $3 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$), 缩短分辨时间。此外, 该照相机用了一个雪崩晶体管扫描电路, 其扫描速度可达 $24 \mu\text{m} \cdot \text{ps}^{-1}$ 。变象管光阴极上的空间分辨率为 130 μm, 因此由扫描速度决定的分辨时间为 5 ps。变象管后接三级静电象增强器, 它们之间通过纤维光导耦合。整个照相机的分辨时间为 15 ps, 动态范围为 10^3 。超快的 X 射线扫描照相机在爆聚等离子体实验中很有用, 它与多道 K 吸收边滤光片配合, 可进行高时间分辨的 X 射线谱测量; 它与针孔照相相配合, 可进行高时间、空间(一维)分辨的 X 射线测量(详见下述)。这些测量对研究爆聚等离子体的加热和压缩过程都是很重要的。此外, 为了使 X 射线扫描照相机可测的光子能量范围扩展到 1 keV 以下, 可以用很薄的碳膜做透射窗, 用 Au 或 CsI 做光阴极, 整个系统在同时抽气条件下运行, 使碳膜不致因承受过高的气压而破裂。这样, 可使扫描照相机可测的低能 X 射线范围扩展到 200 eV 左右。

快 X 射线二极管 特殊设计的快 X 射线二极管, 可以具有快的响应时间。和 X 射线扫描照相机相类似, X 射线光电二极管的响应时间主要受电子飞行时间的涨落的限制。尽量减小光阴极的尺寸和缩短电子的飞行距离、提高加速电场, 并且仔细地使二极管与外部传输线阻抗相匹配, 都可以有效地改善二极管的时间分辨能力。图 10.3.3 是一种快 X 射线二极管结构示意图, 其光阴极是直径为 3 mm 的金属小圆片, 外表面蒸镀一层金, 工作时加负高压; 与阴极相对的阳极, 为有 50% 透射率的金属网, 以使 X 射线能透过阳极而射到光阴极上。阳极、阴极间的间隙为 0.25 mm, 以使电子飞行时间可短达 16 ps。由于阴极有效面积小(直径 3 mm), 相应的信号渡越时间约为 10 ps。故二极管总的有效分辨时间约为 20 ps。阳极上的信号经特性阻抗为 5 Ω 的双锥形传输线径向输出, 再分送到 10

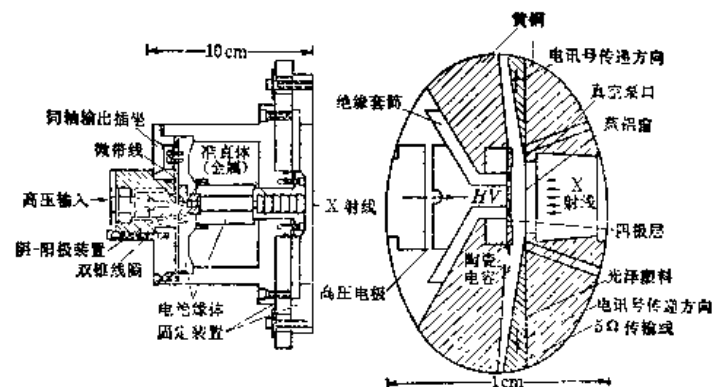


图 10.3.3 极高速光电二极管的结构

支阻抗为 50 Ω 的微带传输线上。它们的输出直接输入到 10 道单脉冲取样电路中, 再被送到取样示波器显示。我们知道取样示波器的分辨时间可达几十 ps, 不过它只能测量周期性

的重复脉冲,不能测量单脉冲。为了充分利用取样示波器的十分良好的时间分辨能力,因此在二极管的输出和示波器之间加了一个十道单脉冲取样电路,同一单脉冲信号分成十路分别送到十个取样头,每道经过一定的延时后加以取样,于是就可以一次得到单脉冲的十个不同时刻的电压值,这样就可以大体上显示出单脉冲的波形了。这样的系统总的分辨时间可小于 100 ps,灵敏度为 $5 \text{ V}/(\text{mJ}/\text{cm}^2)$ 。图 10.3.4 是另一种无窗 X 射线二极管,它的阳极是由直径为 $33 \mu\text{m}$ 的镍丝网做成的,有 80% 的透射率,其上加 5 kV 的偏压,它与阴极的距离为 5.0 mm;阴极是金,做成圆锥形,以使其输出端有 50Ω 的特征阻抗。其响应时间约为 30 ps。有时为了能够用一个二极管绝对地测量在较宽的能谱范围内 X 射线总能量随时间的变化,希望二极管有平的响应曲线。这可以用不同的滤光材料滤除到达探测器不同的阴极面积的光,使它在所希望的能量范围内有相同的灵敏度。例如,利用图 10.3.4 所示的二极管,用一厚为 $0.08 \mu\text{m}$ 的 Parylene 膜对 20% 的阴极面积滤光,并用厚为 $2.95 \mu\text{m}$ 的铝膜对 80% 的阴极面积滤光,就可以使二极管在 $100 \text{ eV} \sim 1.5 \text{ keV}$ 内有较平的响应曲线。图 10.3.5 就是这种复杂的光阴极的响应曲线,其中实线是计算曲线,而点是实验标定数据,它在 $0.1 \sim 1.5 \text{ keV}$ 能量范围内响应率的变化不大于 20%。用这种平的响应曲线的快二极管,可以绝对地测量 $0.1 \sim 1.5 \text{ keV}$ 范围内 X 射线的总能量随时间的变化,这对爆聚等离子体的能量吸收机制的研究是很重要的。

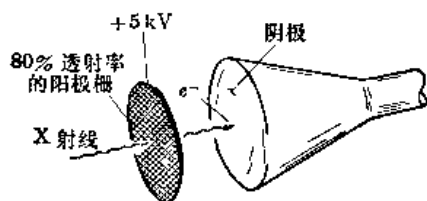
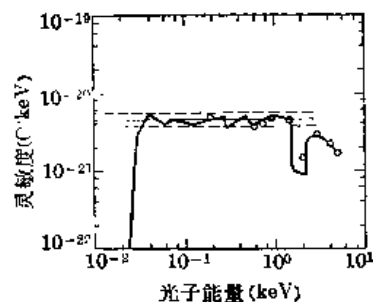


图 10.3.4 开窗快 X 射线二极管

图 10.3.5 低能 X 射线二极管的谱响应曲线
(加适当滤光膜)

§ 10.3.2 X 射线连续谱的测量^[23~30]

爆聚等离子体所发射的 X 射线中,包含有大量的连续谱成分,其分布的谱区很宽(从几百 eV 到 100 keV 以上)。通过对连续谱的测量,可以获得许多重要的等离子体参数。例如,由于连续辐射谱中的韧致辐射和复合辐射成分都有相同的随频率而指数变化的规律,故由所测得的谱的半对数曲线的斜率,就可以导出等离子体的电子温度;由谱的半对数曲线的形式(即是否存在不同的斜率),可以推知等离子体中是否有非热平衡的电子(即超热电子)成分存在,并可求出超热电子的温度;此外,将所测得的谱对所有的光子能量积分,可以得到 X 射线连续辐射的总能量,它是爆聚等离子体能量平衡研究中必不可少的数据。因此, X 射线连续谱测量是爆聚等离子体诊断的重要内容之一。

和磁约束等离子体不同,由于爆聚等离子体存在的时间很短,其发射的 X 射线谱不能用半导体探测器脉高分析方法测量,而只能用其它方法测量;通常都是用所谓的多道 K 吸收边滤光片方法测量的。在第四章中我们已经指出,各种元素的 K 吸收边大多数都位于 X 射线谱区。某些元素典型的 X 射线透射率曲线如图 10.3.6 所示。由图可见,利用这些元素对 X 射线的这种透射特性,可用一定厚度的这类元素,做成带通 X 射线滤光片,它在小

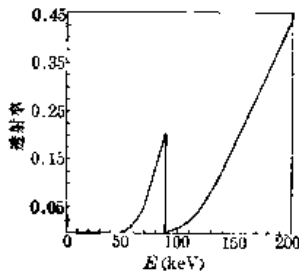


图 10.3.6 K 吸收边滤光片的典型 X 射线透射率曲线

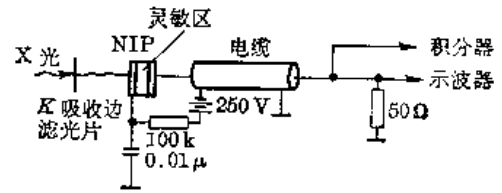


图 10.3.7 单道 K 边滤光片谱仪安排示意图

于 K 吸收边能量附近的较窄能区内有较大的 X 射线透射率。因此，我们可以利用若干个这类滤光片(可选择不同厚度的各种元素，使它们的 K 吸收边能量正好位于待测的谱的不同能区)和合适的探测器，组成所谓多道 K 边滤光片 X 射线谱仪，来测量 X 射线连续谱。图 10.3.7 是这种能谱仪的其中一道的安排示意图，待测的 X 射线透过 K 边滤光片后，被探测器所探测，探测器输出的总电荷与探测器所吸收的 X 射线能量成正比。设入射的 X 射线的能谱分布为 $S(E)$ ，滤光片和探测器组合的谱响应函数为 $R(E)$ ，则探测器的输出总电荷应等于

$$Q = AB \int_E R(E) S(E) dE, \quad (10.3.1)$$

式中 A 是探测器的有效探测面积； B 是探测器的灵敏度，即在探测器灵敏体积中每吸收单位能量的 X 射线所产生的电荷，对于硅 PIN 探测器，它约等于 0.272 C/J 。滤光片和探测器组合的谱响应函数 $R(E)$ 由滤光片和探测器的吸收系数决定，当探测器是硅 PIN 二极管时，它由下式给出：

$$R(E) = \exp[-\eta_1(E)\rho_1 l_1 - \mu_2(E)\rho_2 l_2] \left\{ \frac{\mu_3(E)}{\eta_3(E)} [1 - \exp(-\eta_3(E)\rho_3 l_3)] \right\}, \quad (10.3.2)$$

式中下标 1、2、3 分别表示该参数是属于 K 边滤光片、二极管死层(即无效层)以及灵敏区的参数， ρ 是质量密度， l 为厚度， η 为总的线吸收系数， μ 为不计康普顿效应的吸收系数。当探测器是闪烁探测器时，上式仍适用，只是将死层的参数用闪烁体外的保护膜的参数代替就行了，即

$$R(E) = \exp[-\eta_1(E)\rho_1 l_1 - \mu_2(E)\rho_2 l_2] \times \left\{ \frac{\mu_3(E)}{\eta_3(E)} [1 - \exp(-\eta_3(E)\rho_3 l_3)] \right\}, \quad (10.3.2')$$

当闪烁体外没有保护膜时(如塑料荧光体等)，则令 $l_2 = 0$ 就可以了。只要实验上测出了各道的 Q_i 值，将它和已知的各道的响应函数 $R_i(E)$ 一起代入(10.3.1)式，利用计算机解积分方程组，就可求出 X 射线谱 $S(E)$ 。

在上述的 K 边滤光片谱仪中，所用的探测器主要是根据探测器的谱响应灵敏度来选择的，一般希望探测器在所用的能区中有较高的响应率。硅 PIN 二极管在 $1 \sim 10 \text{ keV}$ 能量范围内有较高的响应

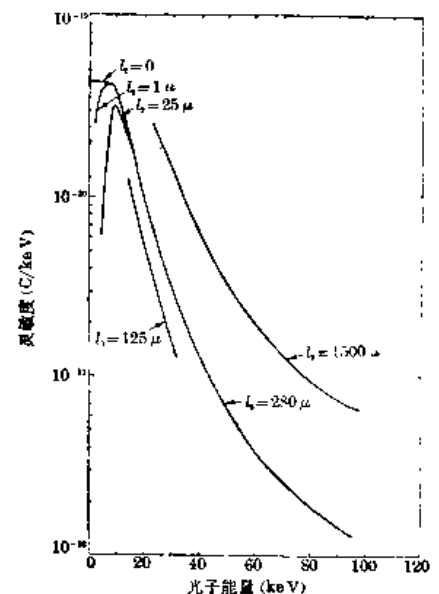


图 10.3.8 硅 PIN 二极管谱响应率随死层厚度 l_2 和灵敏区厚度 l_3 的变化曲线

率,当 E 大于 10 keV 时,其响应率就下降得很快(与灵敏区厚度有关),如图10.3.8所示。因此一般在X射线光子能量较低时,可用硅PIN二极管做探测器。它的体积小,便于在较小的空间内装较多的探测器;而且各个PIN管的响应性能变化不大(不大于10%),长期稳定性好,这些都是PIN二极管的优点。当光子能量大于 10 keV 时,多用闪烁探测器,它在这个能量范围内有较高的响应率,但也可用PIN二极管做探测器,不过这时最好要选用灵敏区较厚的PIN二极管,以使其在高能区有较高的响应率。至于 K 边滤光片材料的选择,主要考虑材料吸收边的能量应在所要测的能量范围以内;而滤光片的厚度一般选择为X射线(其能量等于 K 吸收边能量)在该材料中的平均自由程的3倍左右。然而在某些能区没有合适的材料可用时,也可用 K 吸收边不在该能区内的其它材料代替,这时其厚度可能要大于或小于3个平均自由程的厚度。表10.3.1列出了一套多道 K 边滤光片谱仪所用的滤光片材料,厚度及其探测器等数据,以供参考。

表 10.3.1 多道 K 边滤光片谱仪参数

K 边 滤 光 片		探 测 器	能量范围 (keV)
材 料	薄膜厚度 (μm)		
Al	27.1	125 μm Si PIN 二极管	1.1~1.5
Be	20.1	125 μm Si PIN 二极管	1.2~2.4
Cl(莎纶)	48.0	125 μm Si PIN 二极管	2.4~2.8
Be	112	125 μm Si PIN 二极管	1.8~4.0
Ti	23.9	125 μm Si PIN 二极管	4.0~5.0
Co	23.9	125 μm Si PIN 二极管	6.0~7.7
Zn	48.0	250 μm Si PIN 二极管	7.5~9.6
Y	104	250 μm Si PIN 二极管	11~17
	107	塑料荧光体-光电倍增管	13~17
Sn	254	塑料荧光体-光电倍增管	24~29
Ho	406	NaI-光电倍增管	46~56
Pb	762	NaI-光电倍增管	70~88

由上述可以看到,用多道 K 边滤光片谱仪测量X射线谱是很方便的,而且由此测量可获得许多重要的等离子体参数。此外,如果我们将一组 K 边滤光片附加在X射线扫描照相机的窄缝上(如图10.3.9所示),利用照相机快的时间分辨能力,可进行时间分辨的X射线谱测量。图10.3.9中所用的滤光片材料是Al、Cl(莎纶)、Ti、Co、Zn、Y,它们的厚度为 $25\text{ }\mu\text{m}$ 。利用这样的安排来测量爆聚等离子体的X射线谱,从记录的底片上就可以得到不同谱区的底片密度随时间变化的曲线,利用底片的曝光特性曲线,就可以将上述数据转换成各能区的X射线强度随时间变化的曲线;最后再利用金光阴极的量子效率随能量变化的曲线,就可以得到每道X射线强度间的定量关系。图10.3.10就是用上述的安排在一次实验中测得的三种能量的X射线强度随时间变化的曲线。从这个图我们可以看到爆聚——推进型靶的爆聚过程的一般特征。激光能量首先被靶吸收并使靶壳加热,这个迅速的加热阶段,使各个能道的X射线强度迅速地增加;这个迅速加热的结果导致靶壳在极短的期间内爆炸,接着靶壳驱动靶心所装的燃料开始以比较恒定的速度向内压缩,在这个阶段开始靶壳被冷却,而靶心还未得到显著的加热,因而这时的X射线强度基本上变化不大;当被压缩的靶燃料加热到一定温度后,各道的X射线强度又再次上升而达到第二个峰值;然后靶停

Al (1.6 keV)	Cl (2.8 keV)	Ti (5.0 keV)	Co (7.7 keV)	Zn (9.7 keV)	Yt (17 keV)

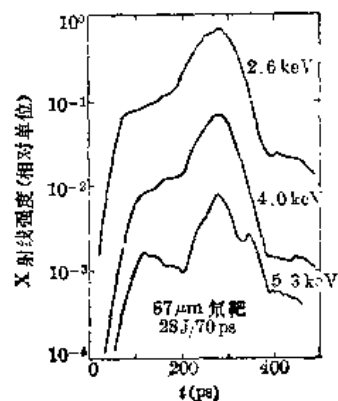
X 射线扫描
相机窄缝

图 10.3.9 附有 K 边滤光片的 X 射线扫描照相机的窄缝

图 10.3.10 时间分辨的 X 射线谱

止压缩,并开始飞散,因而 X 射线强度开始衰减。这个爆聚过程中 X 射线的发射特征与理论预言是一致的,因而通过时间及谱分辨的 X 射线测量可使我们对爆聚过程有更好的了解。此外从这个测量数据,我们还可导出电子温度随时间的变化;并可得到爆聚时间,从图可以看到,爆聚时间基本上是从激光脉冲达到峰值时开始到爆聚达到峰值(即 X 射线强度达到第二个峰值)所经历的时间,这约 180 ps。再利用 X 射线显微(见下述)所记录的靶最终所达到的半径,我们就可间接地求出靶的平均爆聚速度。该实验求出的爆聚平均速度约为 $2 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$,这个结果与计算机模拟计算的结果符合得很好。由此可见,时间分辨的 X 射线谱测量,可以得到更多的有关爆聚过程的许多信息。

但是, K 边滤光片谱仪存在一个问题,即 K 边滤光片对高能光子(在 K 边透光带以外的光子)也有一定的透射率,这增加了 X 射线谱计算的困难和复杂性,考虑到滤光片的高能透射率,一般要用多次迭代的方法才能解出所求的 X 射线谱。在实验上也可用薄的闪烁体加光电倍增管作为探测器,使探测器对透射带以外的高能光子的响应大大降低,以克服滤光片高能透射问题。有时为了更好地了解爆聚过程中的能量平衡问题,常希望能绝对地测量 keV 以下的 X 射线强度,因为大多数的 X 射线能量都是从烧蚀表面发射的,烧蚀表面的温度大致在几百电子伏到一千电子伏,因此测量该能区的 X 射线的能谱是十分重要的。为了将滤光片法的测量范围能扩展到 1 keV 以下,常用某些重元素的 L 吸收边滤光,这时高能光子的透射问题更严重。为克服这个困难,可在各道光路中加一个临界角反射镜,使低于临界能量的光子能被全反射,而高于临界能量的光子被抑制。在利弗莫尔实验室已利用了这种方法,制造了一个七道软 X 射线谱仪,用于绝对测量 1 keV 以下的 X 射线能谱。其探测器是用软 X 射线扫描照相机,或无窗的快光电二极管,以便得到时间分辨的低能 X 射线谱。这个谱仪各道的响应曲线如图 10.3.11 所示,图中也列出了各道反射镜材料、临界反射角、滤光片材料以及测量的平均能量的数据。

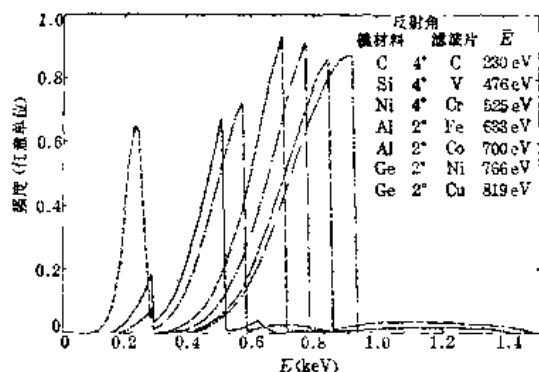


图 10.3.11 七道亚千电子伏 X 射线谱仪响应曲线

由上述可见,用滤光片测量 X 射线能谱是很简单的,而且能获得许多重要的数据,因而在激光等离子体诊断中获得了广泛的应用。但它也有局限性,它的应用的灵活性常受到可

得到的滤光片材料和薄膜的制造技术的限制,它可测的最大能量是 120 keV,这是天然存在的元素中最重的铀的 K 吸收边能量。

测量 X 射线连续谱的另一种方法是利用晶体衍射,它一般是用平晶谱仪(实际上是单色仪),反射式和透射式两种都可用,每个谱仪只测量一个能量。其优点是每道的带宽可以比较窄,而且用透射式平晶单色仪可测的光子能量可大于 120 keV,可测的能量范围比较宽。其缺点是设备比较复杂,而且还存在高级衍射谱的重迭问题,使谱的计算较复杂。

§ 10.3.3 高空间分辨的 X 射线照相

爆聚等离子体发射的 X 射线携带着大量的有关靶等离子体状态的信息,通过对其进行空间分辨的测量,可以获得有关爆聚对称性、能量吸收、体积压缩、以及与爆聚有关的其它各种等离子体参数的空间分布数据,这些数据都是爆聚物理过程研究中必不可少的。因此,高空间分辨的 X 射线照相是爆聚等离子体研究的重要诊断手段之一。

目前常用的高空间分辨的 X 射线成象方法有:针孔照相、掠入射反射镜显微成象和菲涅耳波带板编码照相等。它们有各自的优缺点和应用范围。以下我们对这几种成象方法分别作简单介绍。

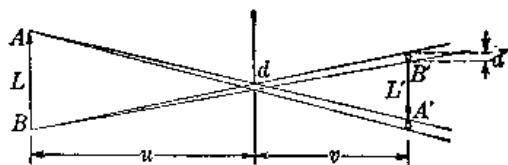


图 10.3.12 X 射线针孔照相原理图

针孔照相^[31~38] 针孔成象是一种最古老而简单的成象方法,它是利用光线近似直线传播的原理成象的。如图 10.3.12 所示,在理想情况下(即针孔相对于光源尺寸而言为无限小,且孔的衍射效应可忽略),光源 AB 上每一点发出的光线通过针孔后,

将直射到底片的对应点上,则在底片上将形成反演的象 A'B'。由图可看到象的线放大倍数为

$$M = \frac{l'}{l} = \frac{v}{u}, \quad (10.3.3)$$

式中 l 、 l' 分别为物长、象长, u 、 v 分别为物距、象距。实际上,由于针孔不是无限小的,设它的直径为 d ,则由几何光学可知,点源经过针孔成象后将形成一圆斑的象,其直径为

$$d' = d(1 + M)。$$

因而,在底片上距离为 $\Delta l' < d'$ 的两点将是不可分辨的,即在底片上由几何效应决定的象的空间分辨极限为 d' 。由于象的放大倍数为 M ,故由几何效应决定的物的空间分辨极限为

$$\Delta l_g = \frac{d'}{M} = d \left(1 + \frac{1}{M} \right)。 \quad (10.3.4)$$

此外,当针孔直径 d 足够小时,还必须考虑孔的衍射效应,根据物理光学,直径为 d 的孔的衍射角为

$$\theta_d = \frac{k\lambda}{d}, \quad (10.3.5)$$

式中 k 为与详细的衍射效应计算有关的常数,若取圆孔的夫琅和费衍射图的第一极小值间的夹角为衍射角,则 $k=2.44$ 。可见,由衍射效应决定的空间分辨为

$$\Delta l_d = \frac{k\lambda u}{d}。 \quad (10.3.6)$$

因为这两个空间分辨因素是彼此独立的,故针孔照相的总的空间分辨率为:

$$\Delta l = (\Delta l_g^2 + \Delta l_d^2)^{1/2} = \left[d^2 \left(1 + \frac{1}{M} \right)^2 + \frac{k^2 \lambda^2 u^2}{d^2} \right]^{1/2}。 \quad (10.3.7)$$

由此可求得, 当 $\Delta l_p = \Delta l_d$ 时, 即当针孔直径为

$$d_0 = \left(\frac{k\lambda u M}{1+M} \right)^{1/2} \quad (10.3.8)$$

时, 针孔照相有最佳的空间分辨率

$$\Delta l_p = \sqrt{2} d_0 \left(1 + \frac{1}{M} \right) = \left(\frac{2k\lambda u M}{1+M} \right)^{1/2}. \quad (10.3.9)$$

当 $M \gg 1$ 时, $\Delta l_p \approx \sqrt{2k\lambda u}$ 。由此可见, 为获得较高的空间分辨率, 要求物距较小; 在 X 射线区, 为获得 $\Delta l_p \lesssim 5 \mu\text{m}$ 的空间分辨, 要求物距 $u \lesssim 1 \text{cm}$ 。此外, 由上述可知, 当 $d < d_0$ 时, 衍射效应将会使空间分辨率显著变差; 而当 $d > d_0$ 时, 空间分辨率将主要由针孔的几何效应决定。另一方面, 象的照度与 d^2 成正比, 增大孔径会使象的照度增强, 但也会使分辨率变差。因而针孔的直径的选择要适当, 一般都选 $d \gtrsim d_0$, 以使象有足够强的照度, 又有较好的空间分辨率。

针孔照相由于结构简单, 容易制造, 而且兼有空间分辨率适当 ($\lesssim 5 \mu\text{m}$) 和放大倍数大的优点。此外, 它对 X 射线能量没有任何限制, 可以应用于各种能量范围的 X 射线照相; 而且可以方便地通过改变针孔直径, 以改变空间分辨率和象的照度。因此, 它在爆聚等离子体实验研究中获得了广泛的应用。

在实际应用中, 常采用多针孔照相, 即可以在一块金属薄片 (厚度约几十微米) 上钻一系列不同直径 (如 $6 \sim 75 \mu\text{m}$) 的孔, 这样就可以使针孔照相机具有不同的灵敏度和空间分辨率。而且, 还可以用不同的滤光片以滤除不同能量的 X 射线, 从而可以得到不同能量范围的 X 射线源的高空间分辨的象。此外, 将针孔照相机与 X 射线扫描照相机结合使用, 即用 X 射线扫描照相机时间分辨地记录针孔所形成的爆聚等离子体 X 射线源的象 (通过靶心的一维的象), 可对靶压缩过程进行时、空分辨的测量, 从而可以直接测量爆聚速度, 并可了解爆聚动力学过程的物理图象。在利弗莫尔实验室已用了—个孔径为 $6 \mu\text{m}$ 、放大倍数为 50 倍、空间分辨率为 $6 \mu\text{m}$ 的针孔相机, 与时间分辨为 15ps 的 X 射线扫描相机相结合, 时、空分辨地拍摄了等离子体的爆聚过程, 图 10.3.13 为在一次实验中拍摄的一张底片的等密度轮廓线, 它的实验条件是: 靶壁厚为 $0.44 \mu\text{m}$ 、外径为 $69 \mu\text{m}$ 的微壳玻璃靶, 用两束 FWHM 为 64ps 、能量分别为 14.6J 和 15.6J 的激光脉冲 ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) 从两边同时照射。从图可以明显地看出靶所经历的压缩、滞止和膨胀过程。图中虚线表示靶壳在压缩和飞散过程中的径迹, 由此斜率就可求出靶的压缩速度的瞬时值, 图中标出了靶的最终压缩速度约为 $3.3 \times 10^7 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$; 同时由虚线的曲率就可以求出靶的压缩加速度。由此可见, 由靶爆聚发射的 X 射线的时、空分辨测量, 可以很直观地了解爆聚过程的物理图象。

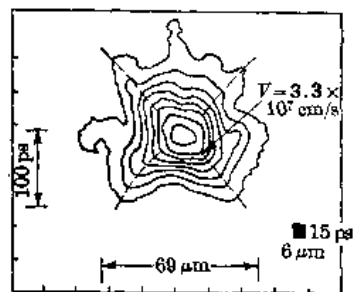


图 10.3.13 空间、时间分辨的 X 射线照相所得到的底片上的等密度轮廓线

全反射式 X 射线显微镜^[39~47] 我们知道, 在 X 射线波段, 所有材料的折射系数 n 都小于 1, 且可用下式表示:

$$n = 1 - \frac{1}{8\pi^2\epsilon_0} \frac{NZe^2}{m_e c^2} \lambda^2 = 1 - \frac{NZe^2 \hbar^2}{8\pi^2\epsilon_0 m_e} \frac{1}{E^2}, \quad (10.3.10)$$

式中 ϵ_0 为真空介电常数, m_e 、 e 分别为电子质量和电荷, N 为材料的原子数密度, Z 为核电

荷, h 为普朗克常数, E_ν 为光子能量。因此, 当 X 射线从真空入射到材料表面时, 若其掠入射角 θ 小于临界角 θ_c , 则它将被完全反射。由折射定律可知, 其临界角为

$$\theta_c = \cos^{-1} n = \cos^{-1} \left(1 - \frac{NZe^2\hbar^2}{8\pi^2\epsilon_0 m_e} \frac{1}{E_\nu^2} \right), \quad (10.3.11)$$

当 θ_c 很小时, 上式可近似表示为

$$\theta_c \simeq \sqrt{\frac{NZ}{\epsilon_0 m_e}} \frac{e\hbar}{E_\nu}, \quad (10.3.11')$$

其中 $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ 。由上式可知, 临界角 θ_c 与光子能量成反比。因此, 对于给定的某一种材料表面, 当掠入射角 θ 一定时, 该材料表面只有对能量低于某一临界能量

$$E_{\nu c} = \sqrt{\frac{NZ}{\epsilon_0 m_e}} \frac{e\hbar}{\theta} \quad (10.3.12)$$

的 X 射线光子, 才有较高的反射率, 而对于能量大于或等于临界能量的 X 射线光子, 其反射率迅速下降近于零。利用材料对掠入射 X 射线的这种全反射特性, 可以制成各种聚焦的反射镜, 用来对 X 射线源成像。

最简单的全反射式 X 射线显微镜是由 Baez-Kikpatrick 透镜所组成, 如图 10.3.14 所示, 它是由两个正交的光滑的圆柱反射面所组成, 若它们的曲率半径为 R , 则对以掠入射角 θ 入射到其表面上的 X 射线而言, 每个反射镜就好像是个圆柱透镜, 其焦距为

$$f = \frac{R}{2} \sin \theta. \quad (10.3.13)$$

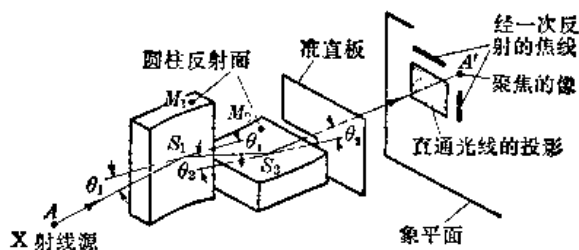


图 10.3.14 全反射 Baez-Kikpatrick X 射线显微镜示意图

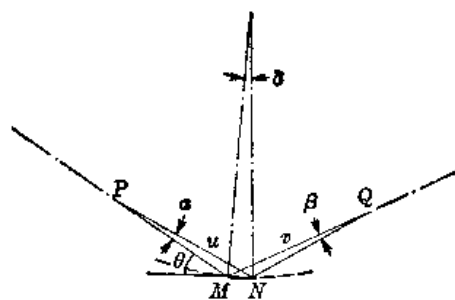


图 10.3.15 圆柱反射面聚焦原理图

这可以证明如下: 如图 10.3.15 所示, 设 MN 是个表面光滑的圆柱反射面, 其曲率半径为 R , 弧 MN 所张的中心角为 δ , P 、 Q 分别为物和象点, 掠入射角为 θ , 反射面 MN 在 P 、 Q 点所张的角度分别为 α 、 β , 设物距 $PN = u$, 象距 $QN = v$, 则利用 $\triangle PMN$ 和 $\triangle QMN$, 由正弦定理可得:

$$u\alpha = R\delta \left(\theta + \alpha - \frac{\delta}{2} \right), \quad v\beta = R\delta \left(\theta - \beta + \frac{\delta}{2} \right); \quad (10.3.14)$$

其中已假设 α 、 β 、 δ 、 θ 均远远小于 1, 因而上式已取了近似 $\sin A \simeq A$ 。此外, 由反射定律可得到

$$\alpha + \beta = 2\delta.$$

利用上式消去 (10.3.14) 式中的 α 、 β , 并令

$$f = \frac{R}{2} \sin \theta \simeq \frac{R\theta}{2};$$

$$\alpha = \delta/\theta,$$

将它们代入(10.3.14)式,最后就可以得到:

$$\frac{1}{v+2af} + \frac{1}{u-2af} \left(\frac{2-a}{2+a} \right) = \frac{1}{f(1+a/2)}. \quad (10.3.15)$$

当 $a \ll 1$ 时,上式就化为

$$\frac{1}{v} + \frac{1}{u} = \frac{1}{f}, \quad (10.3.15')$$

这就是一般光学透镜的成像公式。由此可见,当 $a = \delta/\theta \ll 1$, 及 $\widehat{MN} \ll R$ 时,曲率半径为 R 的圆柱反射面对掠入射的 X 射线的作用,就相当于一个圆柱面透镜,它具有一维聚焦作用。因此,从点源发出的 X 射线,有一部分经一个反射面全反射后,将形成线聚焦的象。由于在图 10.3.15 所示的透镜中,是由两个正交的圆柱反射面所组成,它有两维聚焦作用,因而由一个小的源发出的 X 射线,有一部分经两个反射面两次全反射后,将形成与光源点对应的两维实象。

这种“透”镜成像的空间分辨率主要由象差和光阑的衍射效应所决定。由于圆柱面全反射成像所固有的缺点,该系统的象差比较严重,特别是球差最严重。可以证明,由球差所决定的系统的分辨率为

$$\Delta l_s = \frac{3u\alpha\delta}{M+1} \left(\frac{M^2+2aM-1}{M+1-2aM} \right), \quad (10.3.16)$$

当 $M \gg 1$, $a \ll 1$ 时,上式可简化为:

$$\Delta l_s \simeq \frac{3R\delta^2}{2} \simeq \frac{3R\alpha^2}{8}. \quad (10.3.16')$$

另一种象差是彗差,在傍轴聚焦的情况下,它对分辨率的影响很小,可不考虑;但在非傍轴情况下,它会使象的质量显著变坏,因而,彗差限制了该成像系统的有效视场。此外,透镜的出射孔阑的衍射效应对空间分辨率也有影响,由此所决定的分辨率为

$$\Delta l_D = \frac{\lambda}{\alpha}.$$

若只考虑系统的球差和衍射效应,则系统的总分辨率为

$$\Delta l = \sqrt{(\Delta l_s)^2 + (\Delta l_D)^2} = \left[\left(\frac{3R\alpha^2}{8} \right)^2 + \left(\frac{\lambda}{\alpha} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (10.3.17)$$

由此可求出最佳的入射光束的张角为

$$\alpha_0 = \sqrt[3]{\frac{8\lambda}{3R}}, \quad (10.3.18)$$

这时系统的空间分辨率最佳:

$$\Delta l_p = \frac{3}{2\sqrt{12}} R^{1/3} \lambda^{2/3} \simeq R^{1/3} \lambda^{2/3}. \quad (10.3.19)$$

由此可见,为提高透镜的空间分辨,要采用较短的焦距(即较小的曲率半径)。

利用这种透镜成像的主要优点是:空间分辨率高,它很容易达到小于 $5\mu\text{m}$ 的空间分辨率;其次,透镜可放在远离靶的地方(因分辨率与物距无关),从而可以留出一些空间用于安放其它诊断仪器;第三,X射线全反射有高能截止的特性,它与滤光片的低能吸收特性相结合,使我们得到不同的“能量窗”,从而可以做成多道的显微镜,可以同时进行多道(能量道)的空间分辨测量。利用这一优点,已做成了一种四道 X 射线显微镜,它是由四个反射镜所组成,它们固定在一起,构成四个 X 射线透镜,如图 10.3.16a 所示。其中有两个透镜的

反射面镀以镍,另外两个透镜的反射面就是玻璃,当掠射角为 1° 时,它们两次反射的截止能量分别为 3.5 和 1.8 keV,并用了四种不同的滤光片,使每个透镜只对不同的能带灵敏。表 10.3.2 列出了四道透镜的特性参数,图 10.3.16b 给出了每道透镜的响应曲线。透镜的其它几何参数为:入射角 $\theta=1^\circ$,反射镜的曲率半径 $R=19.7\text{ m}$,焦距 $f=17.1\text{ cm}$,物距 $u=22.9\text{ cm}$,象距 68.7 cm ,放大倍数 $M=3.0$,透镜对靶所张的有效立体角是 $2.3\times 10^{-7}\text{ sr}$,即入射光束的有效张角 $\alpha=4.8\times 10^{-4}\text{ rad}$ 。实验测得该透镜的空间分辨率为 $3\sim 5\text{ }\mu\text{m}$,这与由(10.3.17)式计算得到的理论分辨率很符合。上述的四道 X 射线显微镜已用于激光爆聚实验中,用来进行空间、能量分辨的测量。

表 10.3.2 四道透镜的特征参数

道 号	道平均能量 (keV)	道能峰 (keV)	总效率 (平均)	镜反射效率 (两次反射)	滤光片透 射率	反 射 面	滤光片材 料和厚度
2	0.8	0.55~0.85	0.260	0.61	0.426	玻璃	$0.6\text{ }\mu\text{m Ni}$
1	1.5	1.14~1.539	0.230	0.55	0.418	玻璃	$8.0\text{ }\mu\text{m Al}$
4	2.5	2.16~3.36	0.240	0.37	0.649	Ni	$25\text{ }\mu\text{m Mylar}$
3	3.0	2.55~3.40	0.105	0.37	0.284	Ni	$75\text{ }\mu\text{m Mylar}$

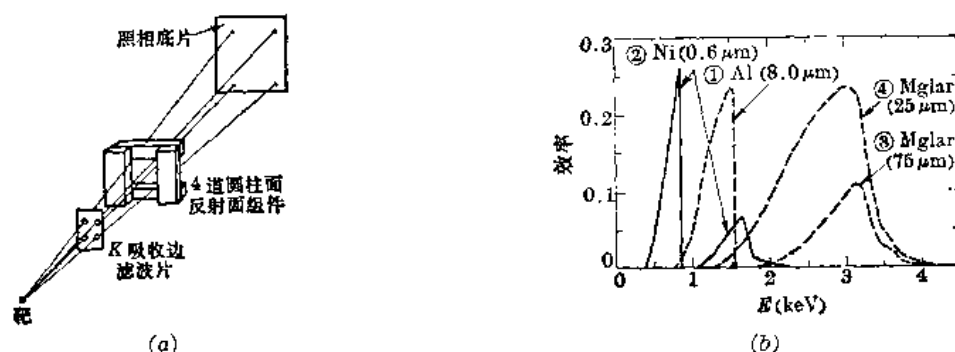


图 10.3.16 四道显微镜及其能量响应曲线

上述的 X 射线显微镜,除了由于衍射效应外,还由于它所固有的彗差和球差,它的空间分辨率不能再提高了;而且它的成像有效立体角很小,因而其灵敏度很低,不能与 X 射线扫描或分幅照相机连用来进行时、空分辨的 X 射线测量。

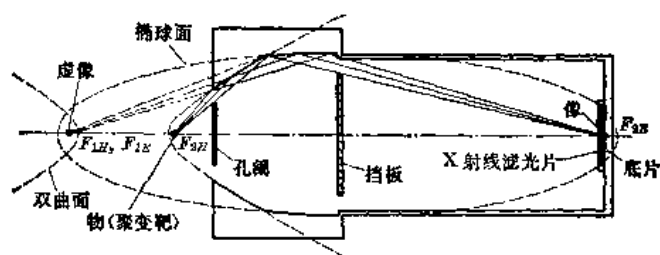


图 10.3.17 轴对称显微镜结构示意图

领的特点。其结构如图 10.4.17 所示。它也是利用光滑表面对掠入射的 X 射线具有全反射的特点,但是为了提高有效的成像光束立体角和改善成像质量,采用了共焦、共轴的双曲面和椭球面的两个锥形段做反射面。它的成像原理很简单,如图所示,位于双曲面焦点 F_{2H} 上的物体发出的 X 射线,掠入射在双曲面的一个锥形段上,它的反射光在双曲面和椭球面的共焦点 F_{1H} 、 F_{1E} 上成一虚象。这束反射光在椭球面上经第二次反射后,又使 X 射线重新成像在椭球面的共轭焦面 F_{2E} 上。点源前面放一个孔阑,用来限制点源发出的光,使它

为克服上述缺点,以适应爆聚等
离子体实验中高时间、空间分辨地测
量 X 射线的需要,又发展了一种新的
X 射线显微镜,称为轴对称式 X 射线
显微镜,它具有高空间分辨、高集光本

不能直接射到椭球面。孔阑和象平面之间还放一个挡板,用来进一步挡掉成象所不需要的杂散光。

显微镜的设计方法是:首先利用两共焦、共轴的圆锥段(双曲面和椭球面)的几何和聚焦条件,以及每个反射面掠入射角近似相等的条件,列出显微镜的设计方程;再利用四个输入参数:物距 D 、放大倍数 M 、掠入射角 α 以及收集立体角(如图 10.3.18 所示),就可求出双曲面的尺寸(R_1 、 R_2 、 L_H)和双曲、椭球反射面的轮廓参数(a_H 、 e_H 、 a_E 、 e_E —— a 、 e 分别为长半轴和偏心率)。最后,再根据轴上物点射到双曲面上的光经反射后全部射到椭球面上的要求,就可确定椭球面段的长度 L_E 和后半径 R_2 。

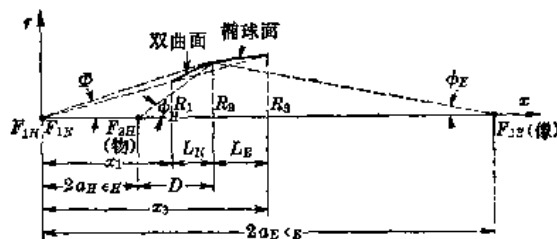


图 10.3.18 轴对称 X 射线显微镜几何关系

表 10.3.3 轴对称显微镜设计参数和几何尺寸

掠入射角	$=1.0^\circ$	
物距	$=300\text{ mm}$	
放大倍数	$=9$	
成象立体角	$=4.2 \times 10^{-4}\text{ sr}$	
	双曲面	椭球面
前半径(mm)	18.09	18.87
后半径(mm)	18.87	19.06
长度(mm)	17.17	18.11
半实轴或半长轴 a (mm)	187.76	1690.72
偏心率 e	1.000878	0.999903

表 10.3.3 列出了这种轴对称显微镜的设计参数和几何尺寸。反射面材料是镍,由于掠入射角是 1° ,因而显微镜的灵敏谱区是小于 3.5 keV 。从这个表可以看出,这种显微镜的一个重要特点是集光立体角比较大,它比放大倍数为 3 倍的 Baez-Kirkpatrick 型显微镜的立体角大几千倍,从而保证它在放大倍数较大的情况下仍有足够高的灵敏度,以适用于高

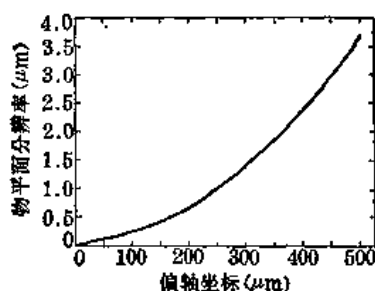


图 10.3.19 9 倍轴对称 X 射线显微镜的分辨率曲线

时间分辨的 X 射线照相机记录。这个集光立体角是由双曲面段前面的 $300\text{ }\mu\text{m}$ 的环形孔决定。本系统的理论分辨率主要由几何象差决定,因为 $300\text{ }\mu\text{m}$ 环形孔的衍射效应在 X 射线波段是可忽略的。图 10.3.19 给出了该系统的分辨率(物方)的计算曲线。由图可以看到,在视场范围大达 $250\text{ }\mu\text{m}$ 时,该显微镜仍有亚微米的分辨率,这是这类轴对称显微镜的另一个重要优点。计算表明,几何象差随系统的放大倍数及反射镜的长度增大而增大,因而系统放大倍数的选择要适当。这个显微镜实际所能达到的分辨率,受到反射面的加工精度以及整个显微镜的定位精度的严重影响。例如,计算表明,当设计物距为 300 mm 时,为达到小于 $1\text{ }\mu\text{m}$ 的分辨率,要求反射面局部斜率的误差要小于 $1.67\text{ }\mu\text{rad}$ (它相当于 $167\text{ }\text{\AA}\cdot\text{cm}^{-1}$),表面要高度抛光($\leq 50\text{ }\text{\AA rms}$),同时还要求轴向定位精度小于几十 μm 。可见,这种显微镜的缺点是对反射面的加工精度和系统的定位精度的要求十分苛刻。

菲涅耳波带板编码照相^[48~55] 波带板编码照相是一种两步成象技术。它的关键成象

部件是非涅耳波带板,这是由一系列等面积的、透明和不透明的环形带交替地组成。成象的

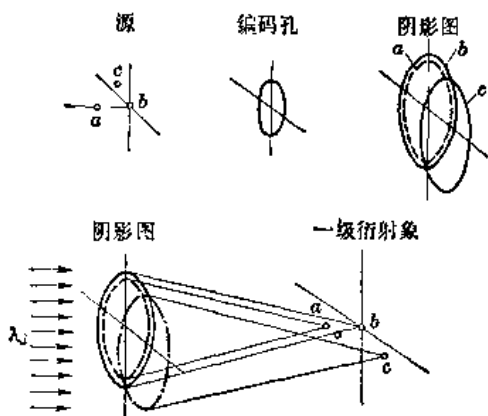


图 10.3.20 波带板编码成象原理

第一步是,被成象的辐射源通过编码孔(即非涅耳波带板),将阴影图投影在照相底片或其它的探测器阵列上。任何一个辐射源都可以看成是由一系列点源所组成,若光源、波带板和照相底片间的相对位置是固定的,则每个点源在照相底片上所形成的波带板的阴影图的大小和位置是唯一地由点源所在的空间位置决定的,如图 10.3.20 所示;而底片上每个点源的阴影图的黑度分布是由点源的强度和波带板的透射率分布决定的。因而,整个辐射源通过波带板在底片上所形成的阴影图是一系列点源的阴影图的线性叠加,它包含了辐射源分布的全部信息。我们

可作如下的进一步讨论:设有一个三维分布的辐射源,其分布函数为 $f(\mathbf{r}, z)$, \mathbf{r} 为 xy 平面上的坐标;在 $z=u_0$ 处有一波带板,其透射率函数为 $g(\mathbf{r}')$;而照相底片位于 $z=u_0+v$ 处,其阴影图分布为 $h(\mathbf{r}'')$, 则有

$$h(\mathbf{r}'') = \frac{1}{4\pi} \iiint [\bar{u}(z)+v]^{-2} g(\mathbf{r}') f(\mathbf{r}, z) d\mathbf{r} dz, \quad (10.3.20)$$

上式已假定源是各向同性辐射源,且 $u(z)=u_0-z$ 。根据简单的几何关系,在源的 (\mathbf{r}, z) 点发出的并通过波带板 \mathbf{r}' 点的射线,必定是射在底片上由下式决定的点:

$$\mathbf{r}'' = \mathbf{r}' + \frac{v}{u(z)} (\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = \left[1 + \frac{v}{u(z)}\right] \mathbf{r}' - \frac{v}{u(z)} \mathbf{r}. \quad (10.3.21)$$

将上式代入(10.3.20)式,消去 \mathbf{r}' , 并做适当的变量变换,最后就可得到阴影场分布为

$$h(\mathbf{r}'') = \frac{1}{4\pi v} \iiint \frac{u(z)}{[u(z)+v]^2} f\left[-\frac{u(z)}{v} \mathbf{r}, z\right] g\left[\frac{\mathbf{r}'' - \mathbf{r}}{1+v/u(z)}\right] d\mathbf{r} dz. \quad (10.3.20')$$

由此可见,照相底片上的阴影图包含了辐射源分布的全部信息,这个阴影图也称为源分布的编码象。

波带板编码成象的第二步是象的重现(即解象),它和全息图的重现方法相似,就是用平行的相干光束照射所得的阴影图,它的透射光的非涅耳衍射图在适当的空间内重现了原辐射源的三维分布的象,不过这个象是上下、左右以及前后均颠倒的放大的实象。为了更好地理解象的重现原理,我们先介绍一下非涅耳波带板的基本特性。由于波带板每个环带的面积相等,故第 l 带的边缘半径 r_l 为

$$r_l = r_1 \sqrt{l}, \quad l=1, 2, 3, \dots, \quad (10.3.22)$$

波带板可以是中心透明的(称为正波带板),也可以是中心不透明的(称为负波带板)。对于正波带板,其透射函数为

$$g(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & \text{当 } \sin\left(\frac{\pi r^2}{r_1^2}\right) \geq 0 \\ 0, & \text{当 } \sin\left(\frac{\pi r^2}{r_1^2}\right) < 0 \end{cases} \quad (10.3.23)$$

其中 $r=|\mathbf{r}|$ 。这个函数可展开为

$$g(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} - \frac{1}{j\pi} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2p-1} \exp\left[j \frac{\pi(2p-1)r^2}{r_1^2}\right], \quad (10.3.23')$$

上式求和项中的每一项都是纯相位因子, 如果有一束波长为 λ_d 的相干平面波入射到波带板上, 则每个相位因子将调制波的相位 (调制量与 r^2 成正比), 因而从波带板上发出的波将是一平面波分量加上一系列球面波的迭加, 这些球面波 (即入射波的衍射分量) 干涉的结果将在轴上离波带板为 f_p 处形成小圆焦斑, 其中

$$f_p = \frac{r_1^2}{\lambda_d p}. \quad (10.3.24)$$

由此可见, 对于相干的平面波, 波带板相当于一系列正、负透镜, 其焦距由上式决定。因此, 在用平行的相干光重现阴影图的象时, 被每个点源的波带板阴影所衍射的光将在相应的焦点上形成小的焦斑, 这就是相应点源的象。焦点到阴影图的距离为 (只考虑一级衍射象):

$$f = \left(\frac{u+v}{u} \right)^2 \frac{r_1^2}{\lambda_d}. \quad (10.3.25)$$

由此可见, 在形成阴影图时, 点源物距 u 越长, 焦距越短, 所以重现的象是前后颠倒的象。由于点源所形成的波带板阴影直径为 $\frac{D}{a}$ (D 为波带板直径, $D=2r_L$, L 为波带总数, $a = \frac{u}{u+v}$), 则由衍射效应决定的焦斑直径为

$$d = \frac{\beta \lambda_d f}{(D/a)} = \left(\frac{u+v}{u} \right) \frac{\beta r_1^2}{2r_L}, \quad (10.3.26)$$

其中 β 是数值因子, 它一般与波带的数目 L 有关, 还与波带板是正的还是负的有关。因为

$$\Delta r_L = r_L - r_{L-1} \simeq \frac{r_1}{2\sqrt{L}} = \frac{r_1^2}{2r_L}, \quad (10.3.27)$$

所以 (10.3.26) 式可以化为

$$d \simeq \left(\frac{u+v}{u} \right) \beta \Delta r_L. \quad (10.3.28)$$

这就是象的焦平面上的空间分辨率, 物方在垂直于波带板轴的平面上的空间分辨率为

$$\Delta l = \frac{u}{v} d = \left(\frac{u+v}{v} \right) \beta \Delta r_L. \quad (10.3.29)$$

由此可见, 波带板照相平面的空间分辨率与针孔直径为 $\beta \Delta r_L$ 的针孔照相的空间分辨率是相同的。此外, 还可看到波带板照相的分辨率只与最窄波带的宽度 Δr_L 有关, 而与波带板的透射面积无关, 因而在分辨率物距、象距均与针孔照相相同的条件下, 其集光效率可比针孔照相大好几个数量级, 这是因为它们的集光效率比 $\frac{\eta_{ep}}{\eta_{ph}}$ 为:

$$\frac{\eta_{ep}}{\eta_{ph}} = \frac{\frac{1}{2} (2r_L)^2}{(\beta \Delta r_L)^2} = \frac{8L^2}{\beta}, \quad (10.3.30)$$

如果 $L=100$, 取 $\beta \simeq 2$, 则 $\eta_{ep} = 4 \times 10^4 \eta_{ph}$ 。集光效率是波带板照相的重要优点之一。此外, 在重现阴影的象时, 在不同的焦点处, 还可以得到辐射源不同断层的象, 这是波带板照相的另一个重要优点。其断层 (即轴向) 的分辨率为

$$\Delta z = \frac{0.75}{L} \frac{u}{v} (u+v), \quad (10.3.31)$$

当 $v \gg u$ 时, 上式可简化为

$$\Delta z \simeq 0.75 \frac{u}{L}. \quad (10.3.31')$$

波带板照相最重要的设计参数是: 最窄的波带宽度 Δr_L , 波带总数 L , 不透明的波带材料及其厚度 t 等。它们直接决定了波带板照相的性能指标, 这里我们对这些参数的选择作一些简单的讨论。

最窄波带宽度 Δr_L 它由平面的分辨率要求和在编码成象期间阴影几何投影条件决定。由上述可知平面的分辨率极限为

$$\Delta l = 1.64 \left(\frac{u+v}{v} \right) \Delta r_L, \quad (10.3.32)$$

这里已取 $\beta \simeq 1.64$ 。此外, 为了使编码成象时衍射效应是可忽略的, 要求 Δr_L 必须满足:

$$\Delta r_L \geq 2 \left(\lambda_M \frac{uv}{u+v} \right)^{1/2}, \quad (10.3.33)$$

其中 λ_M 是被成象的源的最长波长。为使分辨率最佳, 一般取

$$\Delta r_L = 2 \left(\lambda_M \frac{uv}{u+v} \right)^{1/2}. \quad (10.3.34)$$

波带板材料及厚度 t 因为波带板照相中重现象的信噪比与波带板不透明部分的透射率有关, 一般要求材料对被成象的 X 射线的吸收率最大、透射率最小, 因而常用高密度、高 Z 的材料(如金等)做波带板材料。与此相应地也要求波带板要足够厚, 即要求:

$$t \geq \frac{|\ln \tau_{\max}|}{\mu(\lambda_{\min})}, \quad (10.3.35)$$

其中 τ_{\max} 是不透明带板最大允许的透射率, λ_{\min} 是成象的最短 X 射波长, $\mu(\lambda_{\min})$ 是相应的材料吸收系数。此外, 在编码成象期间要求板足够薄, 以不产生显著的准直效应, 较保守的估计要求:

$$t \leq \frac{Fu}{2L}, \quad (\text{当 } L \gg 1) \quad (10.3.36)$$

其中 F 为准直效应所引起的最外带的带宽误差, 一般取 $F \simeq 0.1$ 。

波带数目 L 波带板数目除了与辐射的准直效应有关外, 它还与断层的分辨率 Δz 、及相对信噪比 R (定义为分辨率相同时波带板照相与针孔照相的信噪比之比) 有关:

$$\Delta z \simeq \frac{0.75}{L} \frac{u}{v} (u+v) \simeq \frac{0.75}{L} u,$$

$$R \simeq 0.28 \left(\frac{u+v}{v} \right)^{3/2} \left(\frac{4\pi Lu}{V_s} \right)^{1/2} \Delta r_L,$$

式中 V_s 为源的有效体积。由此可见, 波带数目越多, 对提高断层分辨率和象的信噪比越有利。所以, 一旦波带板的厚度 t 定了 (当成象的光子能量范围定了后, 其厚度 t 就由 (10.3.35) 式的等式决定), 波带数的上限 L 就由 (10.3.36) 式的等式决定。

以上我们已介绍了三种高空间分辨的 X 射线测量方法, 现将它们的典型的性能参数列于表 10.3.4, 以做比较。由表可见, 它们是各有优缺点的, 并各有不同的应用范围, 应根据不同要求加以选用。

§ 10.3.4 X 射线线谱测量^[56~69]

X 射线线谱测量也是爆聚等离子体诊断的重要内容之一。因为线辐射强度和轮廓与等离子体密度和温度密切相关, 通过对它们的测量, 可以推断等离子体的电子温度、电子密度等重要参数; 而且可以在燃料中有意识地掺入少量 Ne、Ar 等气体, 通过高分辨地测量它们所发射的谱线轮廓, 可以导出靶燃料区最后所达到的压缩密度。

表 10.3.4 各种 X 射线照相性能参数比较

性能参数	照 相 方 法			
	针 孔 照 相	全 反 射 式 显 微 镜		波带板编码照相
		正交圆柱反射面	轴对称反射面	
平面分辨极限	$\lesssim 5 \mu\text{m}$	$\lesssim 5 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	$\lesssim 10 \mu\text{m}$
集光立体角	$\sim 10^{-6} \text{sr}$	$2 \times 10^{-7} \text{sr}$	$4 \times 10^{-4} \text{sr}$	$4 \times 10^{-2} \text{sr}$
断层分辨率	无	无	无	几十微米
成像潜区	所有能量的 X 射线	$\lambda \geq 2 \text{\AA}$	$\lambda \geq 2 \text{\AA}$	$\lambda \lesssim 6 \text{\AA}$
典型物距	1 cm	30~50 cm	30~50 cm	1~2 cm
放大倍数	容易变化, 典型值为~10	~3	~10	~5
其它	便宜, 准直容易, 可作谱分辨测量	准直困难, 可作谱分辨测量	加工、准直困难	加工困难

在第三章我们已经介绍了利用线谱测量进行等离子体诊断的各种方法。在这里, 我们结合爆聚等离子体的特点, 简单地讨论在爆聚等离子体实验中常用的几种通过 X 谱线测量来测定电子温度和电子密度的方法。爆聚等离子体的线辐射大多数都是从靶区发射的, 靶区等离子体典型的电子温度范围在几百电子伏到一千电子伏。在这个电子温度范围内, 对于我们所感兴趣的中等 Z 值的靶材料 (如硅玻璃的平均 Z 值为 10), 大多数都处于类 He、类 H 离子态, 它们所发射的类氢、类氦离子谱线最丰富, 这些谱线都在 X 射线区。因此, 爆聚等离子体的许多 X 射线线谱诊断方法都是利用它们的类 He、类 H 谱线。

电子温度的测定 在爆聚等离子体实验中, 常用以下的三种谱线强度比的方法推算靶等离子体的电子温度。但这有一个前提, 就是所用的谱线中心的光性厚度必须远小于 1, 否则导出的电子温度将有较大的误差。

1. 利用类 He 离子的共振线与其邻近的长波伴线群的强度比测定电子温度 在类 H 及类 He 离子共振线的长波侧, 存在着由若干条伴线组成的伴线群, 它们是在有一个附加的外壳层电子存在的情况下, 与共振线跃迁上、下能级的电子组态相类似的能级间的跃迁产生的谱线, 如对于共振线 $1s-2p$ 和 $1s^2-1s2p$, 其长波伴线分别为 $1snl-2pnl$ 和 $1s^2nl-1s2pnl$ 。主要的长波伴线是由 $n=2$ 的外壳层电子引起的, $n=3$ 或更高的电子引起的伴线因互相靠拢并与主共振线混杂在一起而难于分辨。类 He 伴线上能级主要是由类 He 离子的双电子复合和类 Li 离子的直接内壳层激发两种机制所形成的。对于低 Z 离子, 一般内壳层激发对伴线的贡献是可忽略的, 它只有在瞬时电离时才较显著; 对于高 Z 离子, 内壳层激发的贡献才较显著, 但即使是 Fe, 稳态时伴线仍主要是双电子复合的贡献。但对个别伴线而言, 有些主要是由双电子复合引起的, 有些主要是由内壳层激发引起的, 有些则同时由两种效应引起的。Gabriel 等人发展了类 He 离子长波伴线的强度理论, 并计算了从碳到铁类 He 离子的各长波伴线与其共振线 $1s^2-1s2p$ 的强度比, 计算表明类 He 离子的长波伴线 $1s^22p^2P-1s2p^2D$ 主要是由双电子复合引起, 且它与共振线的强度比只与电子温度有关, 故可用下式表示:

$$\left(\frac{I_s}{I_R}\right)_{T_e} = Q(T_e) \left(\frac{I_s}{I_R}\right)_{T_m}, \quad (10.3.37)$$

其中 I_s, I_R 分别为伴线 $1s^22p^2P-1s2p^2D$ 和共振线 $1s^2S-1s2p^1P$ 的强度, $\left(\frac{I_s}{I_R}\right)_{T_e}$ 为电子温

度为 T_e 时双电子伴线与共振线的强度比, $\left(\frac{I_s}{I_R}\right)_{T_m}$ 为电子温度为 T_m (它是稳态等离子体中类 He 离子共振线有最大强度时的温度) 时的强度比, 其数值由表 10.3.5 给出。但要注意, 表中 $\left(\frac{I_s}{I_R}\right)_{T_m}$ 值只有当电子密度 $N_e < N_e''$ 时才适用 (N_e'' 是一临界密度), 当 $N_e > N_e''$ 时, 上表中的所有 $\left(\frac{I_s}{I_R}\right)_{T_m}$ 值都应乘以因子 0.8。上式中 $Q(T_e)$ 是个仅与电子温度有关而与伴线无关的倍乘因子, 表 10.3.6 给出了几种元素的 $Q(T_e)$ 随 T_e/T_m 变化的数值。因此, 只要实验测得了 $(I_s/I_R)_{T_e}$ 值, 利用表 10.3.5 和表 10.3.6, 由 (10.3.37) 式就可以测定电子温度。

表 10.3.5 类 He 离子的 $\left(\frac{I_s}{I_R}\right)_{T_m}$ 、 T_m 及临界密度 N_e'' 值

元 素	$(I_s/I_R)_{T_m}$		T_m (K)	N_e'' (cm^{-3})
	$2P_{1\frac{1}{2}}^0 - 2D_{2\frac{1}{2}}^0$ 线	$2P_{\frac{1}{2}}^0 - 2D_{1\frac{1}{2}}^0$ 线		
C	0.0026	0.0015	0.79×10^6	2×10^{12}
N	0.0044	0.0025	1.26×10^6	1×10^{13}
O	0.0069	0.0040	1.87×10^6	5×10^{13}
Ne	0.0139	0.0083	3.57×10^6	5×10^{14}
Mg	0.0244	0.0152	6.02×10^6	3×10^{15}
Si	0.0390	0.0254	9.33×10^6	2×10^{16}
Ca	0.0917	0.0666	25.4×10^6	6×10^{17}
Fe	0.1096	0.0795	52.8×10^6	7×10^{18}

表 10.3.6 类 He 离子双电子复合伴线与共振线强度比 I_s/I_R 的倍乘因子 $Q(T_e)$

T/T_m	C	N	O	Ne	Mg	Si	Ca	Fe
0.207	152	121	97.2	67.6	52.1	44.3	36.0	26.5
0.269	42.6	36.1	30.9	23.8	19.8	17.8	15.4	12.4
0.350	15.1	13.5	12.1	10.1	8.93	8.30	7.57	6.52
0.455	6.42	5.96	5.56	4.95	4.57	4.36	4.12	3.74
0.592	3.13	3.00	2.88	2.69	2.57	2.51	2.43	2.30
0.769	1.70	1.67	1.64	1.59	1.56	1.54	1.52	1.49
1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
1.30	0.626	0.635	0.644	0.659	0.669	0.675	0.681	0.694
1.69	0.411	0.422	0.432	0.450	0.463	0.469	0.477	0.493
2.30	0.280	0.290	0.300	0.316	0.328	0.334	0.342	0.357
2.86	0.196	0.204	0.213	0.227	0.237	0.242	0.249	0.262
3.71	0.140	0.147	0.154	0.165	0.174	0.178	0.183	0.195
4.83	0.102	0.108	0.113	0.122	0.129	0.132	0.137	0.146

此外,也可以用类氢离子的双电子伴线与共振线的强度比的实验值来测定电子温度。

2. 利用类 H 离子与类 He 离子共振线之强度比测定电子温度 它的计算方法与所用的理论模型有关,当电子密度比较低时,即当电子密度 $N_e < 3 \times 10^{23} Z^0 (kT_e)^{1/2} \text{m}^{-3}$ (式中 Z 为核电荷数, kT_e 为电子温度,以 keV 为单位)时,类 H 与类 He 离子的共振线强度比可用日冕模型计算,它可表示为:

$$\frac{I_{n1}^{\text{H}}}{I_{n1}^{\text{He}}} = \frac{\omega_{n1}^{\text{H}} X_{1n}^{\text{H}} N^{\text{H}}}{\omega_{n1}^{\text{He}} X_{1n}^{\text{He}} N^{\text{He}}} = \frac{\omega_{n1}^{\text{H}} X_{1n}^{\text{H}} S^{\text{He}}}{\omega_{n1}^{\text{He}} X_{1n}^{\text{He}} \alpha^{\text{H}}}, \quad (10.3.38)$$

式中上标 H、He 分别表示类 H、类 He 离子的物理量, ω_{n1} 为共振线的角频率, X_{1n} 为电子碰撞激发系数, S 、 α 分别为碰撞电离和辐射复合系数,它们仅与电子温度有关,而与电子密度无关。实验上测量了强度比 $\frac{I_{n1}^{\text{H}}}{I_{n1}^{\text{He}}}$, 由上式就可测定电子温度。当电子密度较高时,即当 $N_e \geq 3 \times 10^{24} Z^0 (kT_e)^{1/2} (kT_e \text{ 仍以 keV 为单位})$ 时,可用局部热平衡模型计算强度比,即

$$\frac{I_{n1}^{\text{H}}}{I_{n1}^{\text{He}}} = \frac{A_{n1}^{\text{H}} \omega_{n1}^{\text{H}} N_n^{\text{H}}}{A_{n1}^{\text{He}} \omega_{n1}^{\text{He}} N_n^{\text{He}}} = \frac{A_{n1}^{\text{H}} \omega_{n1}^{\text{H}}}{A_{n1}^{\text{He}} \omega_{n1}^{\text{He}}} \cdot \frac{g_n^{\text{H}}}{g_n^{\text{He}}} \cdot \frac{g_1^{\text{H}}}{g_1^{\text{He}}} \exp[(\chi_{n\infty}^{\text{H}} - \chi_{n\infty}^{\text{He}})/kT_e] \cdot \frac{N^{\text{H}}}{N^{\text{He}}}, \quad (10.3.39)$$

式中 g 是统计权重, $\chi_{n\infty}^{\text{H}}$ 、 $\chi_{n\infty}^{\text{He}}$ 分别为类 H、类 He 离子的第 n 个能级的电离能,离子密度比 $\frac{N^{\text{H}}}{N^{\text{He}}}$ 可近似地用日冕模型计算,即

$$\frac{N^{\text{H}}}{N^{\text{He}}} = \frac{S^{\text{H}}}{\alpha^{\text{He}}}. \quad (10.3.40)$$

实验上测定了 $\frac{I_{n1}^{\text{H}}}{I_{n1}^{\text{He}}}$ 之后,由上两式就可以测定 T_e 。因为通常类 H 离子的电离能是电子温度的几倍,强度比 $\frac{I_{n1}^{\text{H}}}{I_{n1}^{\text{He}}}$ 随电子温度变化是比较灵敏的,因而用它来测定 kT_e 是比较精确的。

3. 利用类 He 或类 H 离子的共振线间的强度比来测定电子温度 这个方法与前一种方法类同,其结果也与所用的理论模型有关。设同一电离态的两共振线的强度分别为 I_a 、 I_b , 则当电子密度比较低时,可用日冕模型计算强度比,故有

$$\frac{I_b}{I_a} = \frac{X_b \omega_b}{X_a \omega_a} = \frac{f_b}{f_a} \exp[-(\chi_b - \chi_a)/kT_e], \quad (10.3.41)$$

式中 f 为振子强度。当电子密度较高时,可用局部热平衡模型计算强度比,故有:

$$\frac{I_b}{I_a} = \frac{g_b f_b \chi_b}{g_a f_a \chi_a} \exp[-(\chi_b - \chi_a)/kT_e]. \quad (10.3.42)$$

只要实验上测定了 $\frac{I_b}{I_a}$, 利用上两式之一就可以确定电子温度。电子激发能比电离能小,因而与前一方法相比,本法所测定的电子温度的精度较差些。

电子密度的测定 在爆聚等离子体 X 射线线谱测量中,常用以下两种方法测定电子密度。

1. 利用类 He 离子共振线 $1s^2 1S-1s2p^1P$ 与其组合线 $1s^2 1S-1s2p^3P$ 间的强度比测定电子密度 设 t_R 、 t_{IC} 分别为共振线上能级和其组合线上能级(它是亚稳态)的寿命, t_c 为电子碰撞猝灭亚稳态的平均时间,则当电子密度较低,使 $t_c \gg t_R$ 、 t_{IC} 时,计算表明共振线的强度 I_R 及其组合线强度 I_{IC} 都与 N_e 成正比,因而它们的强度比 I_R/I_{IC} 与 N_e 无关。而当密度较高使得 $t_R < t_c < t_{IC}$ 时,互组合线的强度变得与 N_e 无关,因而 I_R/I_{IC} 与 N_e 成正比,且随电子

温度的变化不灵敏。当电子密度更高,从而使 $t_0 < t_R < t_{IC}$ (局部热平衡极限) 时,它们的强度比又与 N_e 无关。图 10.3.21 给出了若干个元素的类 He 离子的强度比 I_R/I_{IC} 随 N_e 的变化曲线。

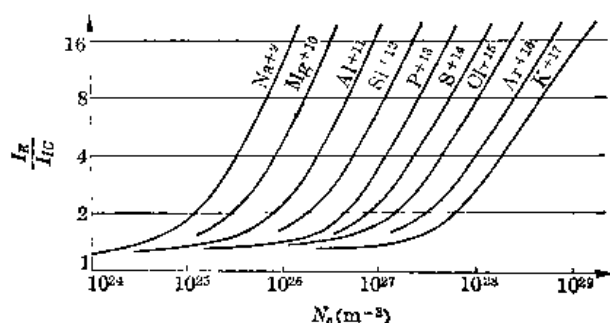


图 10.3.21 类 He 离子线辐射强度比 I_R/I_{IC} 随 N_e 的变化曲线

Na^{+9} ($T_e = 7.9 \times 10^6 \text{ K}$), Mg^{+10} (4×10^6), Al^{+11} (4.2×10^6),
 Si^{+12} (4.9×10^6), P^{+13} (5.7×10^6), S^{+14} (6.5×10^6),
 Cl^{+15} (8.2×10^6), Ar^{+16} (8.9×10^6), K^{+17} (9.3×10^6)

因此利用 $t_R < t_0 < t_{IC}$ 时 I_R/I_{IC} 近似地与 N_e 成正比的关系,可以测定电子密度 N_e 。这个方法可测的电子密度范围大致为 $10^{17} Z^3 \sim 10^{21} Z^7 \text{ m}^{-3}$ (其中 Z 为离子的有效电荷数),在这个密度范围内,强度比随电子温度的变化不太显著,如图 10.3.22 所示,它给出了 P^{+13} 、 Cl^{+15} 在几种电子温度下强度比随 N_e 变化的曲线。由图可以看到,当强度比不变时,温度变化所引起的密度变化不大,因而可用图 10.3.21 的曲线来估计电子密度的数量级。

2. 利用谱线轮廓的斯塔克展宽测定

电子密度 在第三章中我们已经知道,在低温高密度情况下,谱线展宽主要是由等离子体粒子的碰撞效应引起的,这就是谱线的斯塔克展宽效应。利用谱线的斯塔克展宽效应,也有可能测定电子密度。前述的斯塔克展宽的半宽度公式,只适于计算中性原子或单电离原子的谱线。在爆聚等离子体中,大部分原子都处于高电离态,它们发射的谱线的斯塔克展宽轮廓难以用简单的公式进行计算,一般都要根据一定的理论模型进行数值计算。Griem, H. R. 等人^[69] 已发展了一种理论,可以计算高密度等离子体中类氢离子赖曼线系的六条谱线的斯塔克展宽轮廓。在该计算中,电子碰撞效应是用碰撞理论处理的,并考虑了离子电场所引起的能级分裂,以及有限碰撞时间和电子电场的屏蔽效应等;而离子效应是用准静态、线性斯塔克效应近似计算的。将所测得的谱线轮廓与上述理论计算结果进行比较,使它们有最佳的符合,由此就可以求出相应的电子密度。在应用这种方法测定电子密度时,最重要的是要使谱线的两翼比较精确地吻合,因为在谱线的两翼,该理论是很精确的。这个理论模型适用的密度范围是 $2 \times 10^{22} \left(\frac{Z}{n}\right)^{15/2} \left(1 - \frac{1}{n}\right)^{3/2} \text{ m}^{-3} < N_e < 1.5 \times 10^{20} Z^{9/2} n^{-15/2}$, 其中 Z 是核电荷数, n 是谱线跃迁上能级的主量子数。

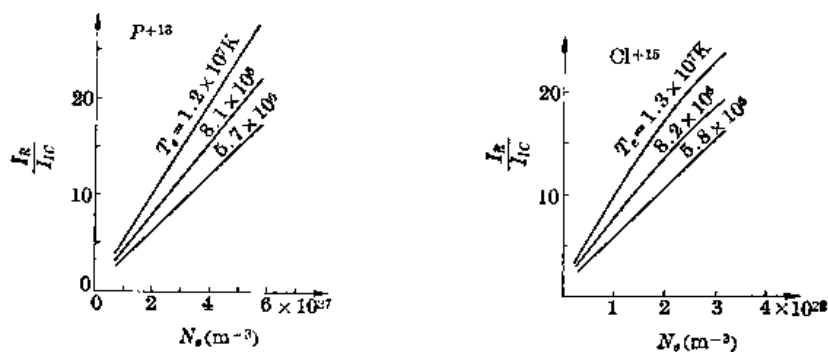


图 10.3.22 P^{+13} 、 Cl^{+15} 离子线辐射强度比 I_R/I_{IC} 随 N_e 、 T_e 变化曲线

测量仪器 在爆聚等离子体实验中, X 射线线谱通常是用晶体谱仪测量的。由于爆聚等离子体 X 射线源尺寸很小,谱仪不需要有窄缝,就可以获得较高的谱分辨率,其 X 射线

强度是足够强的, 因此通常是用普通的非聚焦式的平晶或弯晶(凸晶)谱仪测量 X 射线谱。晶体谱仪可做得比较精小, 这就可把它放在离靶比较近的地方, 从而灵敏度比较高, 可以测比较弱的谱线; 此外, 在源与晶体之间可放一窄缝, 窄缝方向与晶体色散方向平行, 这样就可以在与色散方向垂直的方向上得到一维空间分辨的谱, 如图 10.3.23 所示。利用这种谱仪, 可以测量谱线强度的空间分布, 从而可以测定等离子体电子密度、温度及其它参数的空间分布。但由于谱仪与源的距离较近, 其谱分辨率主要由 X 射线源尺寸决定, 当源的尺寸较大时, 其分辨率较差。为了提高谱仪的谱分辨率, 可把谱仪放在离源较远的地方, 这时由于晶体缺陷引起的展宽及谱仪的几何条件将决定谱仪的分辨率, 使谱仪有可能达到只由晶体的特性决定的最佳谱分辨率。图 10.3.24a、b 是典型的凸面晶体和平面晶体 X 射线谱仪结构示意图。有时使用凸面晶体主要为了在距离和晶体材料给定的情况下扩展其所能分析的波长范围; 且其圆柱面的曲率半径越小, 它所覆盖的波长范围越大, 但其底片接受的照度也越低。爆聚等离子体的 X 射线线谱大多是在 1~4 keV 范围内, 因而钛酸盐晶体(如 KAP, RAP, TAP 等)是十分常用的晶体。这些晶体有较大的晶格常数 $2d$, 可测量 0.8~4 keV 的 X 射线光子, 且它们的分辨率都很高。此外, 它们的反射率也高, 例如 X 射线波长为 10\AA 时, KAP、RAP、TAP 晶体的反射率分别为 10^{-4} 、 2×10^{-4} 、 4×10^{-4} 。若要测量能量低于 1 keV 的 X 射线光子, 就得用晶格常数更大的晶体, 例如可用硬脂酸铅晶体, 它的晶格常数较大, 可测的光子能量范围为 0.25~1.1 keV。谱仪用的探测器主要仍是 X 射线照相底片; 此外, 也可以考虑用电荷耦合器件、电荷注入器件、自扫描光二极管阵列等具有电荷存储能力的光电探测器阵列。作为一个探测器, 它可测的光子能量范围为 1~10 keV, 分辨率可小达 $25\text{ }\mu\text{m}$ (主要由单个二极管的尺寸决定); 如果将探测器冷却以减小暗电流, 其动态范围可达 1000:1, 其最小的探测率可达几个光子 $\cdot\text{秒}^{-1}$ 。

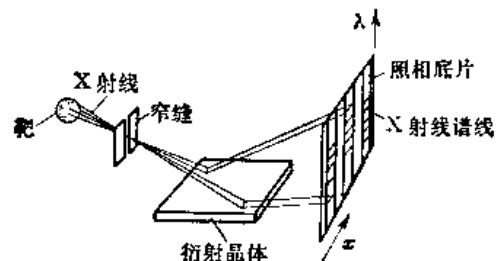


图 10.3.23 具有空间分辨能力的晶体谱仪示意图

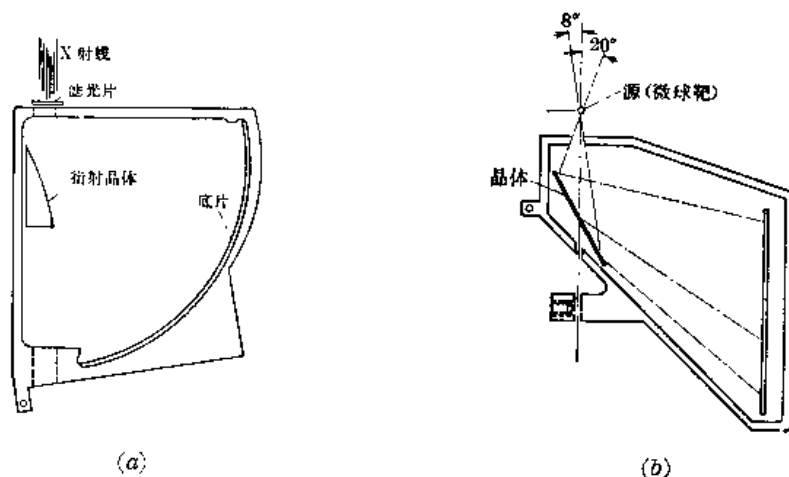


图 10.3.24 典型的凸面和平面晶体谱仪示意图

§ 10.3.5 X 射线探针^[70~74]

我们知道, 微波和激光探针方法在磁约束等离子体诊断中获得很好的效果, 在 § 10.2 中也已介绍了用激光探针的全息干涉仪方法来测量激光爆聚的靶球四周的电子密度。至于

爆聚核心的电子密度估计在 $10^{27} \sim 10^{33} \text{ m}^{-3}$ 范围, 就只能采用 X 射线波段的探针。在图 10.3.25 中画出了 X 射线波段的临界密度 N_c 与波长的关系, 在 § 6.2.1 节中曾指出

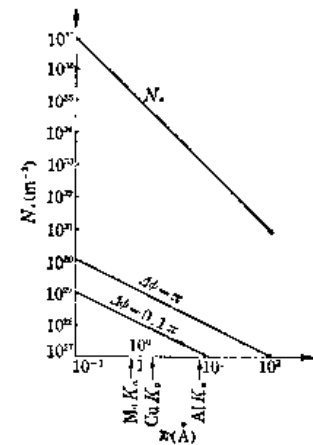


图 10.3.25 电子临界密度 N_c 以及 X 射线通过 $100 \mu\text{m}$ 距离产生 π 和 0.1π 相移时的电子密度与 X 射线波长关系

$$N_c \simeq \frac{10^{35}}{\lambda^2 [\text{\AA}]} \text{ m}^{-3}.$$

图中同时也画出了当射线穿过 $100 \mu\text{m}$ 的等离子体, 产生相移 π 和 0.1π 时, 波长与相应的电子密度的关系。由此可见, 应当采用 $\lambda < 100 \text{\AA}$ 的电磁波。然而, 当 $\lambda > 10 \text{\AA}$ 时, 等离子体对 X 射线吸收比较严重, 故一般采用 $0.1 \sim 10 \text{\AA}$ 的 X 射线。但波长过短也不行, 因为康普顿散射将占重要地位, 而这种散射的 X 射线是不相干的, 并且波长也要发生变化。图上标出的 Mo、Cu、Al 等的 K_α 线作为射线探针比较合适。

用作等离子体诊断的干涉仪, 基本上都采用双光束干涉仪, 需要将一束入射光分成两束相干光束, 其中之一射过等离子体, 另一束作为参考光束, 它们再度会合时, 就产生干涉条纹。在 X 射线频区分解光束和改变光束方向就不象在可见光区中那么容易, 只能利用 X 射线在晶体的点阵上的衍射现象。我们在前面已讲过, X 射线在晶体面上的反射如果符合布喇格条件, 就可以得到加强的反射, 否则反射几乎等于零。这个反射光束与原入射光束具有相干性。图 10.3.26 是一个 X 射线干涉仪的布置图。S、 M_2 、A、 M_1 是由很纯粹的完整晶体 (例如硅晶体) 切割而成。S 和 A 是薄片, 具有半透性, S 可以将入射 X 射线分解为两束, M_1 和 M_2 作为反射镜, 改变光束方向, A 则将两束相交光束变成平行相合, 再射到 X 射线底片上, 记录它们的干涉条纹。 M_2 和 A 之间光程穿过等离子体, 由于等离子体的存在和它的电子密度的不同, 底片上的干涉花纹就发生相应变化, 从而可以推算出电子密度的分布。等离子体对 X 射线的折射, 使 X 射线偏离原来方向, 仍然是这种测量的空间分辨率和最高可测电子密度的主要限制因素。这种 X 射线干涉仪的空间分辨率可达几个 μm , 而电子密度的测量范围在 $5 \times 10^{27} \sim 10^{30} \text{ m}^{-3}$ 。这是利用布喇格反射条件构成的干涉仪, 如果利用劳厄衍射条件也有类似效果。

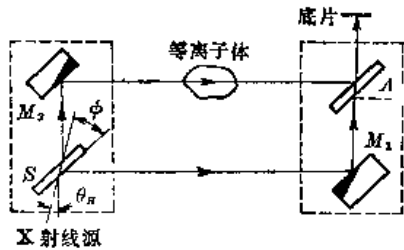


图 10.3.26 X 射线双光束干涉仪

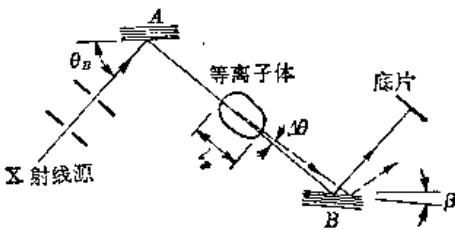


图 10.3.27 X 射线折射法测量等离子体密度(一)

利用等离子体的折射效应也可以得到另一种 X 射线探针的布置, 如图 10.3.27 所示。A 和 B 是两块平行的布喇格反射晶体, 它们都是十分纯粹完整的单晶片。A 将入射 X 射线反射, 形成单色和细束的 X 射线。它通过等离子体后, 射到 B 面。如果没有等离子体, X 射线束方向不变, 则从 B 面反射也符合布喇格条件, 底片或其它 X 射线探测器上得到强的反射光。由于等离子体存在, 根据它的电子密度 (主要是电子密度梯度) 的不同, 使 X 射线发

生折射, 因而 X 射线方向发生偏转 (如图中 $\Delta\theta$), 这样由 B 面反射的光强将减弱。光强减弱的相对值在小范围内可以认为正比于 $\Delta\theta$, 即

$$\frac{\Delta I}{I} = K \Delta\theta. \quad (10.3.43)$$

当波长在 $0.1 \sim 10 \text{ \AA}$ 内, 比例系数 K 的典型数值是 $10^4 \sim 10^6$ 。而 $\Delta\theta$ 又正比于垂直方向的电子密度梯度, 即

$$\Delta\theta = \frac{1}{2N_c} \int_0^{l_p} |\nabla_{\perp} N_e| dl, \quad (10.3.44)$$

N_c 是临界密度, l_p 是通过等离子体的长度, ∇_{\perp} 代表沿射线垂直方向的梯度。它的测量范围也是 $10^{28} \sim 10^{30} \text{ m}^{-3}$ 。

如果把 B 晶体改为一个掠入式的反射面, 如图 10.3.28 所示, 使 X 射线与反射面间掠入角近于临界值, 因此当由于折射发生角度变化 $\Delta\theta$ 时, 反射光强度也发生变化。这时比例系数 K 的值在 $10^2 \sim 10^4$ 之间, 与掠入角 θ 和反射面的特性有关, 因而可以应用于较大 $\Delta\theta$ 值, 电子密度的测量范围可扩展到 10^{22} m^{-3} 。空间分辨可以达到 $1 \mu\text{m}$ 量级。

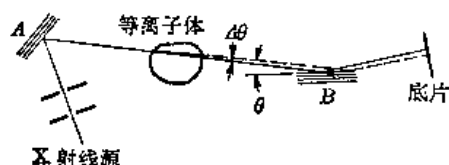


图 10.3.28 X 射线折射法测量
等离子体密度(二)

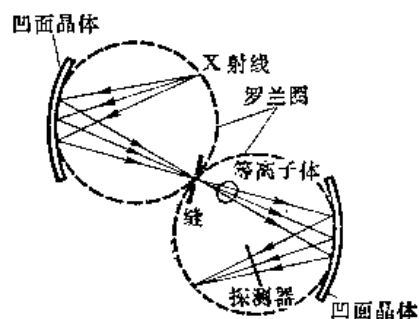


图 10.3.29 用凹面晶体加强 X
射线探针强度的方法

上述 X 射线探针的主要困难在于要求强的单色和快速 X 射线源, 例如 $1 \sim 10 \text{ ps}$ 和几个焦耳能量的 X 射线辐射目前还难以达到。如果改用凹面晶体, 如图 10.3.29 所示。由于它有聚焦性能, 可以允许 X 射线源有一定的发散角, 因而对源的总光强的要求降低了。如果晶体质量好, 光强的要求可降低到 $1/100$ 。上述 X 射线探针测量电子密度的方法显然会成为爆聚等离子体诊断中的有力工具, 因此目前正在努力尝试。

§ 10.4 粒子诊断

爆聚等离子体实验中, 靶会发射出大量的带电的和中性的粒子, 测量这些发射粒子的各种特征也是爆聚等离子体诊断的重要内容之一。通过测量离子的电荷态、质量、能量和角分布以及测量电子、中子以及其它热核反应产物的能谱和空间分布, 可以获得有关能量吸收和输运过程、离子温度、靶压缩程度等许多重要信息。下面我们介绍几种常用的粒子诊断方法。这里我们必须指出, 由于聚变靶的尺寸很小 (约 $100 \mu\text{m}$ 量级), 而且反应时间极短 (约为亚毫微秒量级), 即爆聚靶发射的粒子几乎是同一时刻从同一点产生并发射的, 因而特别适于用飞行时间法鉴别粒子和测量粒子的能谱, 这是爆聚等离子体实验中粒子诊断的重要特点。

§ 10.4.1 中子测量 [72~77]

当聚变靶被高功率的激光、相对论性电子或离子束照射, 并产生一定程度的压缩时, 靶

将发射一定数量的中子。因为爆聚等离子体实验的最终目的是靶有效地吸收输入的能量,以产生热核聚变反应,而中子又是反应的一种重要产物,因而中子产额是爆聚实验成功与否的一个重要标志。而且,通过中子产额和能谱测量,我们可以得到有关靶密度和燃料离子温度等重要数据,并可以更好地了解反应的机制。中子的能量分布实际上不受它所通过的压缩的燃料区和靶壳的影响,即中子能谱可以较精确地测量。因此,中子能谱测量是研究靶性能的很重要的途径。

中子能谱通常是用中子飞行时间谱仪测量的。它的结构很简单,是由中子源和探测器之间的中子飞行管和中子探测器所组成。若中子的飞行距离为 D ,则由点源瞬时发射的中子到达探测器的时间 t 和中子的能量 E_n 之间关系为:

$$t = \frac{D}{\sqrt{2E_n/M_n}} \\ = 72.4D(E_n[\text{MeV}])^{-1/2} \quad (\text{ns}), \quad (10.4.1)$$

其中 M_n 为中子质量。因而,测量了中子飞行时间,就可以得到中子的能量,中子飞行时间的分散就代表中子源的能量分布。系统的能量分辨率主要由飞行时间的测量误差(即系统的分辨时间) δt 决定,由(10.4.1)式可以求得,

$$\delta E_n = 27.6 \frac{E_n^{3/2} \delta t}{D} \quad (\text{keV}), \quad (10.4.2)$$

式中 E_n 、 δt 、 D 的单位分别为 MeV、ns 和 m。由上式可以看到,当中子能量 E_n 和系统的分辨时间 δt 一定时,增长飞行距离 D ,可以有效地提高系统的能量分辨率 δE_n ,但这样也会使系统的接收立体角减小,从而使系统的测量灵敏度降低。图 10.4.1 给出了一个中子飞行时间谱仪测量 D-T 反应中子的能量分辨率与飞行距离的关系曲线(时间分辨 $\delta t = 2 \text{ ns}$),图中也给出了当假设探测器(其有效直径为 17.8 cm)至少测量 100 个中子时所要求的中子源发射的最低中子数与飞行距离的关系曲线。由此可见,飞行距离的选择要适中;同时,为了避免中子在飞行路程中的散射损失,飞行管要抽真空。系统的分辨时间 δt 主要由中子发射时间的定时偏差 δt_1 和在探测器记录的定时偏差 δt_2 决定,因为它们是不相关的,所以

$$\delta t = (\delta t_1^2 + \delta t_2^2)^{1/2}, \quad (10.4.3)$$

其中 δt_1 主要取决于靶发射中子的时间宽度,它由爆聚过程决定;而 δt_2 主要取决于所用的中子探测器和时间分析器的时间分辨能力。由此可见,为了提高系统的时间分辨能力,必须采用快响应的中子探测器。一般快中子飞行时间谱仪所用的探测器

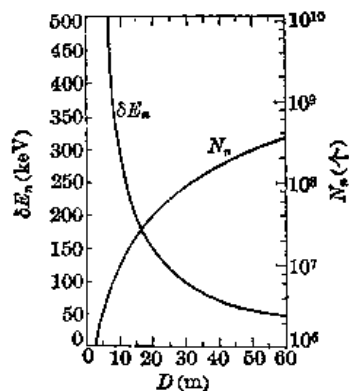


图 10.4.1 中子飞行时间谱仪的飞行距离与能量分辨率及所需要的最小源强的关系曲线

都是用闪烁探测器,这由快的塑料闪烁体(如 Pilot U)和快的光电倍增管所组成。它的分辨时间主要取决于闪烁体发出的荧光到达光电倍增管光阴极的时间的离散程度,以及光电倍增管中单光电子脉冲到达阳极的飞行时间的离散所决定。为了提高时间分辨,可以使闪烁体直接与光电倍增管耦合;此外,还要使光电倍增管的特性与闪烁体匹配,特别是光阴极的谱响应必须与闪烁体的光发射谱相匹配。好的闪烁体和光电倍增管组合的时间分辨(即时间离散的 $FWHM$ 值)可小于 0.5 ns。探测器的输出可输入到快示波器或数字化的时幅变换系

统处理。快示波器可用一个定时脉冲触发,使探测器的输出信号全部显示或存储在荧光屏上,然后用照相的方法加以记录和处理。而输入到时幅变换系统中的信号,经数字化处理后,可输入到计算机中再处理而直接输出折算后的中子能谱。图 10.4.2 是用这种中子飞行时间谱仪测得的 D-T 反应中子能谱的例子,其中子产额为 6.7×10^8 , 飞行距离为 44.5 m, 闪烁体直径为 17.8 cm。由图可以看到,由于中子数较少,其统计误差较大,但其谱形基本上是高斯分布。由这个图可以求出中子谱的半高宽 $\Delta E_n(FWHM)$, 那么利用中子能谱的半高宽 $\Delta E_n(FWHM)$ 与燃料离子温度 kT_i 间的关系(参见 § 8.2.3):

$$\left. \begin{aligned} \Delta E_n(FWHM) &= 82.5 \sqrt{kT_i [\text{keV}]} \quad (\text{keV}), \\ &\text{对 D-D 反应中子;} \\ \Delta E_n(FWHM) &= 177 \sqrt{kT_i [\text{keV}]} \quad (\text{keV}), \\ &\text{对 D-T 反应中子,} \end{aligned} \right\} \quad (10.4.4)$$

就可以测定燃料核温度。

利用中子飞行时间谱仪测量爆聚等离子体中子谱时,由于目前中子数量还不多,因而要特别注意一切可能的干扰的影响。等离子体产生的 X 射线干扰,在飞行时间测量过程中可以根据飞行时间很容易地甄别掉,它对信号的影响是不严重的。另一个重要的干扰源是散射中子,及中子与飞行路程附近的结构材料反应产生的 γ 射线,为了消除这种干扰的影响,可在源和探测器之间加一层水屏蔽,放在飞行管的外面。

至于中子产额,可以用两种方法测量。一种方法就是用由快闪烁体和快光电倍增管组成的闪烁探测器直接测量快中子,只要事先对探测器进行绝对标定,从探测器输出的信号就可以直接得到中子产额的数值。为了消除等离子体产生的 X 射线对信号造成的干扰,探测器到源之间也要有一定的飞行距离,但仅仅为了甄别 X 射线干扰,飞行距离可以很短。例如,对于 D-D 反应中子($E_n = 2.45 \text{ MeV}$), 20 cm 的飞行距离就可以将其与 X 射线的干扰分开来;

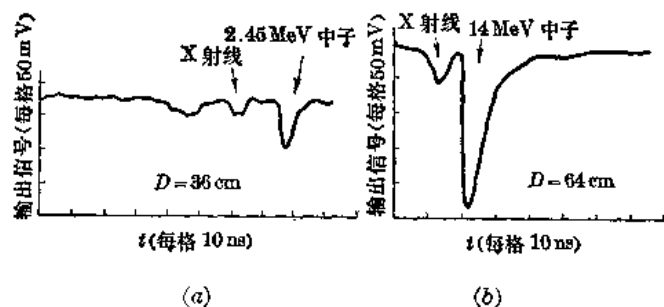


图 10.4.3 用闪烁探测器测得的(a)D-D 反应中子和(b)D-T 反应中子波形

可见,中子信号与 X 射线干扰明显地分开了。另一种方法是用中子活化探测器测量中子产额,对于 D-T 反应中子,当其产额大于 10^8 时,可用铜活化探测器测其产额。将一铜盘放在靶室内,它受 D-T 反应中子照射后,因 14 MeV 中子与铜的 $^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$ 反应而活化。 ^{62}Cu 是不稳定的同位素,它会产生正电子衰变(半衰期为 9.8 分钟),其活性与 D-T 反应的中子

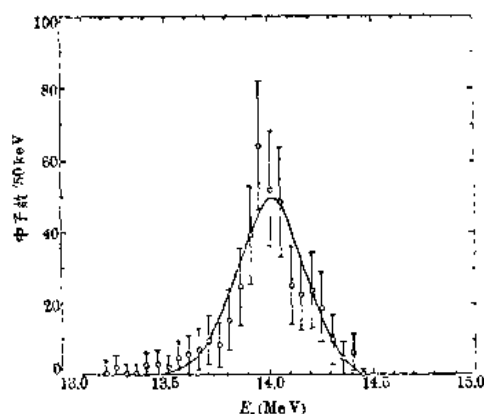


图 10.4.2 用中子飞行时间谱仪测得的 D-T 反应中子能谱

而对 D-T 反应中子($E_n = 14.05 \text{ MeV}$), 飞行距离 60 cm 也就足以将其与 X 射线干扰分开来。这样探测器接收立体角可以比较大,使其探测灵敏度较高。图 10.4.3 是用一个 $\phi 17.8 \times 10.2 \text{ cm}$ 的快塑料闪烁体配上快光电倍增管测得的 D-D 和 D-T 反应中子的波形,它们的飞行距离分别为 36、64 cm。由图

产额成正比。于是, 中子照射铜盘后, 用符合电路测量 ^{62}Cu 正电子衰变所产生的湮灭 γ 光子对(每个光子能量为 511 keV)的计数, 就可以测定中子产额。设 D-T 反应产生的中子产额为 N_n , 铜盘到靶的距离为 D , 它在 $t=0$ 时刻受 D-T 中子照射, 则 ^{62}Cu 衰变产生的符合计数率为

$$R(t) = \frac{aN_n}{D^2 T_{1/2}} \exp\left(-\frac{0.693t}{T_{1/2}}\right), \quad (10.4.5)$$

其中 a 是包括中子反应截面、探测系统效率等常数, $T_{1/2}$ 是 ^{62}Cu 的半衰期。在 $(l-1)t_0$ 和 lt_0 时间间隔内 ^{62}Cu 的衰变数 C_l 为

$$C_l = \left\{ \frac{a'N_n}{D^2} \left[\exp\left(\frac{0.693t_0}{T_{1/2}}\right) - 1 \right] \right\} \exp\left(\frac{0.693lt_0}{T_{1/2}}\right), \quad (10.4.6)$$

其中 $a' = \frac{a}{0.693}$, l 是整数, t_0 是一次的计数时间。由此可见, 进行 l 次(每次测量时间为 t_0)符合测量后, 画出 $\ln C_l - lt_0$ 曲线, 如图 10.4.4 所示(图中 $t_0=1$ 分钟), 则由曲线与 $l=0$ 轴的截点, 就可求出

$$C_0 = \frac{a'N_n}{D^2} \left[\exp\left(\frac{0.693t_0}{T_{1/2}}\right) - 1 \right]. \quad (10.4.6')$$

若系统经过标定已求得 a' , 则由上式就可测定中子产额 N_n (因 D 、 $T_{1/2}$ 、 t_0 已知)。但在作 $\ln C_l - lt_0$ 直线时要注意, 由于每次的计数比较少, 其统计误差较大, 一般不能用简单的方法作出 $\ln C_l - lt_0$ 直线来求出 N_n 值, 而要用加权的最小二乘法来作出直线, 这样才能得到较精确的 N_n 值。图 10.4.5 是用来测量 ^{62}Cu 衰变的符合系统方块图, 辐照过的 Cu 片放在两个 NaI 闪烁探测器之间, 探测器输出的脉冲经放大后送至单道幅度分析器。单道分析器能量窗置于一定范围, 使能量为 511 keV 的 γ 射线所产生的脉冲才能有输出, 其它的脉冲均被甄别掉。然后两个单道分析器的输出送到符合电路中, 当在系统的分辨时间内两个探测器都有适当的脉冲输出时, 就产生一个符合脉冲, 并用一定标器计数。用这种符合计数的方法测量 ^{62}Cu 衰变, 可大大降低本底计数, 使测量的信噪比大大提高; 而且, 它特别适于与计算机数据处理系统联用, 这是用 Cu 活化探测器测量 D-T 反应中子通量的优点之一。此外, 它还有一个重要优点, 因 $^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$ 反应的阈值为 11 MeV, 而且当 $E_n \leq 13$ MeV 时反应截面比较小, 因而它可不受 X 射线和低能散射中子的干扰, 故其测量精度比较高, 最后测得的 N_n 的总精度可小于 $\pm 10\%$ 。但为保证该测量有较高的统计精度, 该方法最好在 $N_n \geq 3 \times 10^8$ 的情况下应用于测量 D-T 反应中子产额。

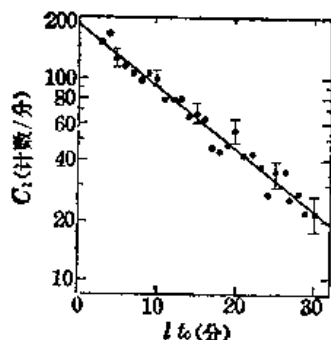


图 10.4.4 铜活化法中 ^{62}Cu 的符合计数测量数据

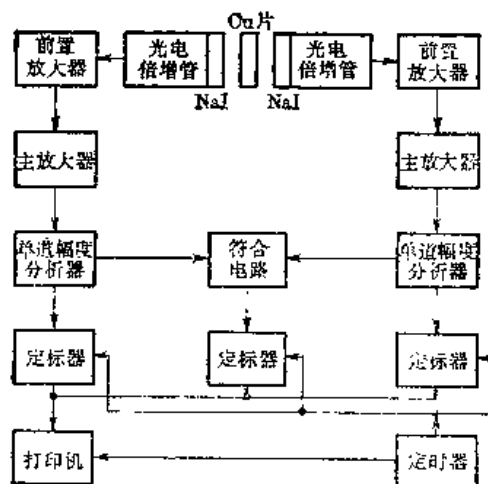
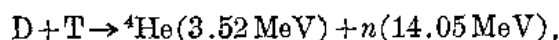


图 10.4.5 测量 ^{62}Cu 活性用的符合系统方块图

§ 10.4.2 α 粒子测量^[78~82]

在爆聚等离子体实验中,一旦 D-T 燃料靶被压缩到一定程度时,就会发生如下的热核反应:



因而将有高能的 α 粒子从靶中发射出来。因为 α 粒子是聚变反应的直接产物,并穿过压缩的燃料区发射出来,它可以携带大量有关燃料区特性的信息。例如,通过测量靶发射的 α 粒子的能谱和产额,可以检验 α 粒子的产生机制,并可求出谱的半高宽度和 α 粒子穿过燃料区时的平均能量损失,从而可以导出燃料离子的温度和燃料区的 ρR 值(其中 ρ 为燃料质量密度, R 为燃料区半径);通过空间分辨地测量 α 粒子源的分布,可以导出压缩后的燃料区半径。因此, α 粒子测量也是 D-T 靶爆聚等离子体诊断的重要手段之一。

α 粒子能谱也用飞行时间法测量。 α 粒子飞行时间谱仪的结构基本上与中子飞行时间谱仪类似,如图 10.4.6 所示,这是一个永久磁铁 α 粒子飞行时间谱仪结构示意图。该谱仪主要也是由飞行管和探测器所组成。为了减少 α 粒子在飞行路程中的损失,飞行管也要抽真空。与中子飞行谱仪不同的是,飞行管分为两段,一段是直管段,一段是偏转段。在偏转段中有一永久磁铁,用来使一定能量范围的 α 粒子的飞行路程偏转一定角度,而 X 射线和可见光不受磁场影响,它们直射到 X 射线和可见光吸收斗内而被吸收,高能电子则被偏转到相反的方向上,这样就可以将强的 X 射线、可见光和高能电子束与 α 粒子分离开来,以减少它们对 α 粒子信号的干扰。要完整地测定能量为 3.6 MeV

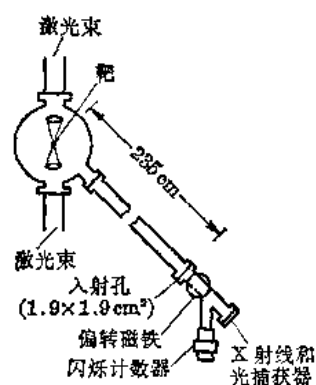


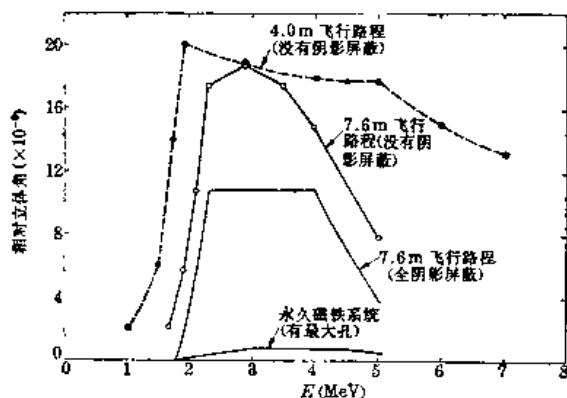
图 10.4.6 永久磁铁 α 粒子飞行时间谱仪

的 α 粒子能谱,只要测量能量在 2.6~3.9 MeV 范围内的 α 粒子就可以了,因此偏转磁铁的磁感应强度的大小,要恰好使得能量在 2.6~3.6 MeV 范围内的 α 粒子,在通过偏转段的入口孔后能被磁场偏转一定的角度范围,从而被探测器所探测。这个入口孔也确定了这个谱仪对点源所张的立体角,因而只要绝对标定了探测器对 α 粒子的探测效率,该谱仪也可以用来测量 α 粒子的绝对产额。此外,在飞行管内侧还加了一些挡板,以进一步降低 X 射线引起的本底噪声。为了提高谱仪的能量分辨能力,也要求谱仪所用的探测器具有快的响应时间,一般都用快的塑料闪烁体(如 NE111 等)配合快的光电倍增管作 α 粒子探测器,其输出可直接输入到快示波器上显示和记录,这样的探测器和记录系统对单个 α 粒子的时间响应(FWHM)可达 4 ns。在离子干扰比较严重的场合,闪烁体外可包一层 $3 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 厚的镍膜,以去除重离子本底,但探测器对 3 MeV α 粒子的探测效率要下降到 35%。探测器的探测效率可用 ${}^{249}\text{Cm}$ α 源(能量为 5.8 MeV)绝对标定,再考虑对 3.5 MeV α 粒子探测效率修正后,该谱仪 α 粒子产额的精度可小于 $\pm 15\%$ 。

还有一种 α 粒子飞行时间谱仪,不用均匀偏转磁场,而用磁四极场透镜来偏转和聚焦 α 粒子,使谱仪的接收立体角比上述的均匀偏转磁场谱仪提高一、二十倍;而且下面将说明它的接收立体角与飞行距离关系不大,这样可适当加长飞行距离,从而可以提高系统的能量分辨率。图 10.4.7 是一个磁四极场透镜 α 粒子飞行时间谱仪结构示意图。磁四极场透镜是由三段磁四极场所组成,它们的磁场强度都相等,但中间的四极场长度是两边的两倍,且它的极性排列与两边的排列相反,这样组成的透镜对 α 粒子有双聚焦作用(即二维聚焦)。只

图 10.4.7 磁四极场 α 粒子飞行时间谱仪

要适当地设计透镜参数,可使象距大于物距,从而可使透镜的入射孔更靠近源。这样当入射孔的面积与上述谱仪的入射孔相同时,由于它到源的距离比较近,因而它的接收立体角可以大很多。而且,它们接收立体角相对地与象距无关。图 10.4.8 给出三种不同方案的磁四极场飞行谱仪和普通的飞行谱仪计算的立体角与 α 粒子能量的关系曲线。由图可以看到,对于磁四极谱仪,增长飞行距离对接收立体角没有显著的影响。有时在入射孔加一全阴影屏蔽,以使光和 X 射线不能直达探测器,从而不致对信号造成干扰。由图也可以看到,即使加了全阴影屏蔽,它的接收立体角也比普通的谱仪大十几倍,这是四极场飞行谱仪的一个突出的优点。此外,由图还可看到,四极场谱仪对粒子能量的响应曲线有一尖锐的上升沿,这使得它特别适于在有低能氢离子本底条件下测量 α 粒子能谱。

图 10.4.8 α 粒子飞行时间谱仪的接收立体角与粒子能量的关系曲线

从 α 粒子能谱测量,我们可以得到两个最重要的参数,一个是能谱的半高宽度 $\Delta E_\alpha(FWHM)$,若 α 粒子的生成机制是热核反应,且反应核的速度分布是麦克斯韦分布,则由下式:

$$\Delta E_\alpha(FWHM) = 177\sqrt{kT_i} \quad (\text{keV}) \quad (10.4.7)$$

可求出燃料离子温度的上限。实际上,因其它各种效应,如 α 粒子在燃料和玻璃壳中不均匀的能量损失、燃料整个的流体运动等引起的谱展宽因素在上式的计算中都没考虑,因而上式只能估计燃料离子温度的上限。利用 α 粒子能谱测定燃料离子温度有一显著的优点是: α 粒子能量和速度是中子能量和速度的 $1/4$, 由下式

$$\delta E = 2Ev \frac{\delta t}{D}$$

可以看到,当探测器的分辨时间 δt 和飞行距离 D 相同时, α 粒子能谱测量的能量分辨率可比中子提高 16 倍。从 α 粒子能谱测量可以得到的另一个重要参数是 α 粒子的平均能量损失,利用这个测量数值,并结合数值模拟计算,可计算出 α 粒子能量损失所引起的 α 粒子能谱加宽的数值,从而可对测量的 $\Delta E_\alpha(FWHM)$ 值进行修正。另一方面,由此也可看到,利用 α 粒子能谱测定燃料离子温度的方法,只能用于压缩率较低场合,因为当燃料密度很高时,从燃料区逃逸出来的 α 粒子能量损失很大,使测量的离子温度有很大的误差。此外,从 α 粒子数目的绝对测量可以求得 α 粒子产额,将它与其它方法测得的中子产额相比较,若它们的产额近似相等,就可以进一步证明 α 粒子和中子是在燃料区中由 D-T 靶的热核反应产生的。

α 粒子源的空间分布可用针孔照相和波带板编码照相的方法测量。 α 粒子针孔照相和波带板编码照相的原理,与 X 射线的照相原理完全相同,这里就不评述了。 α 粒子成象实验中所遇到的一个严重问题,是辐射的鉴别问题,因为它必须在十分强的电子、离子和 X 射线的辐射本底环境中记录 α 粒子信号。用一个加有屏蔽膜(如 $8\text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ 厚的 Ta 膜,或 $8\text{ }\mu\text{m}$ 厚的 Be 膜)的聚合物薄膜离子径迹探测器来记录 α 粒子的象,可以达到较好的辐射鉴别效果。屏蔽膜用来滤除重离子辐射,把它放在聚合物薄膜前面并与后者直接接触,挡掉所有重离子(如 Si、O、O 离子等),从而使重离子不能到达聚合物薄膜。聚合物薄膜是一种阈值离子径迹探测器,它对能量损耗率 dE/dx 小于该薄膜的特征阈值的粒子不灵敏。现在,各种聚合物径迹探测器已广泛用于各种重粒子照相和 α 粒子自动照相。在 α 粒子针孔照相和波带板编码照相中,可以选用 $6\text{ }\mu\text{m}$ 厚的硝酸纤维素薄膜做 α 粒子探测器,在编码照相中为提高象的反差,可在薄膜中加红色染料。高能 α 粒子入射在硝酸纤维素薄膜上将产生穿过整个厚度的电离径迹,而电离率 dE/dx 低于阈值的辐射(如 X 射线、电子和氢离子等)在薄膜中不产生那样的电离径迹。薄膜经 α 粒子照射后,将它放在 NaOH 腐蚀溶液中“显影”(一般要放在 40°C 的 6 个当量浓度的 NaOH 溶液中腐蚀 $2\sim 4$ 小时),该溶液优先腐蚀 α 粒子所形成的电离径迹。这样,每个 α 粒子径迹就被腐蚀成一个小(直径约 $1\sim 2\text{ }\mu\text{m}$)穿过薄膜的针孔。因此,当薄膜用于记录 α 粒子的象时,薄膜上腐蚀形成的一系列 α 粒子径迹(针孔)就代表放大的 α 粒子源的空间分布。当它用于记录波带板的阴影图时,薄膜上腐蚀形成的一系列针孔,就代表 α 粒子通过波带板所形成的编码象,薄膜上的针孔密度与 α 粒子的通量成正比。在重现薄膜上的编码象时,可用提高反差的方法使象最佳,即通过适当的蓝-黄滤光片看编码象,它将在黑的背景上出现一系列蓝-黄孔,然后将它重印在对蓝黄光灵敏、对红光不灵敏的高分辨底片上,这样在高分辨底片上就得到高反差的波带板阴影图。最后,就可用相干光重现 α 粒子源空间分布的象。通过 α 粒子针孔照相和波带板编码照相,可高空间分辨地测量 α 粒子源的分布,由此可以发现 α 粒子是在靶壳内产生的还是在靶壳外产生的。若 α 粒子是由聚变反应产生的,由其空间分布,可估计燃料区的半径;若假定所有燃料是均匀压缩的,还可由此估计燃料压缩后的平均密度。此外,还可从 α 粒子的分布图了解压缩的对称性等。

§10.4.3 离子测量

在爆聚等离子体实验中,会产生大量的各种质量和能量的原子的不同电离态的离子,这些离子的产生与爆聚能量的吸收和输运密切相关。因此,离子测量也是爆聚等离子体诊断的重要内容之一,它有助于我们对激光、电子束与等离子体相互作用的各种过程的理解。

测量和分析高能离子的最简单的一种方法,就是利用法拉第筒作为探头的飞行时间法,其实验安排如图 10.4.9 所示。它就是用一个到靶的距离为 D 的电荷收集极(平板型或筒形收集极)来收集离子电荷。为保证收集极只收集离子电荷,收集极上加一定的正电位(相对于外屏蔽筒和入口栅网),以抑制二次电子的发射。它的输出电流波形可通过同轴电缆直接送到示波器显示,图(a)的 $50\text{ }\Omega$ 是电缆的始端匹配电阻, $1\text{ }\mu\text{F}$ 电容用于隔离直流电压。图(b)是这种收集极输出的典型的电流波形。因飞

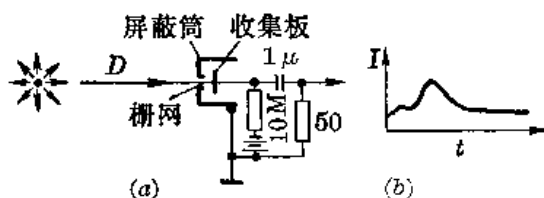


图 10.4.9 利用法拉第筒的飞行时间法测量和分析离子的实验安排及其典型的测量波形

图(a)的 $50\text{ }\Omega$ 是电缆的始端匹配电阻, $1\text{ }\mu\text{F}$ 电容用于隔离直流电压。图(b)是这种收集极输出的典型的电流波形。因飞

行时间 t 与离子的速度 v 的关系为 $t = \frac{D}{v}$, 因而 $I(t)$ 定性代表了从靶飞散的离子的速度分布, 并且从 $I(t)$ 值可求出总离子密度的速度分布:

$$\Sigma Z_i N_i(v) = \frac{I(t)}{eSv} = \frac{vI(v)}{eS}, \quad (10.4.8)$$

其中 S 为收集极的有效收集面积。但由于收集极不能区分不同的质量和电荷态, 所以由该测量不能得到有关离子的电荷、质量和能量分布的定量数据。不过, 由于它比较简单, 尺寸小, 在靶周围可以安放若干个这种收集极, 定性地测量离子的角分布, 并可用来监测爆聚实验的重复性, 所以它仍然很普遍地用作一般的诊断工具。

为了通过离子测量能够获得一些定量的数据, 就必须利用各种离子分析器与飞行时间法相结合进行测量。下面我们简单地介绍几种在爆聚等离子体实验中常用的离子谱仪。

汤姆逊离子谱仪 它是在准直了的离子束的路程上, 放置一个短的横向电场与横向磁场, 如图 10.4.10a 所示。离子束受到电场和磁场偏转后, 射到离子探测器上。设电场强度为 \mathcal{E} , 磁感应强度为 B , 它们在离子路程上的长度为 l , 与探测器的距离为 L , 并设 $l \ll L$, 则一个初速度为 v 、质量为 M 、电荷为 q 的准直离子, 通过这个电场和磁场后, 射到探测器上的坐标为(见图 a):

$$x = L \frac{ql\mathcal{E}}{Mv^2}, \quad y = L \frac{qlB}{Mv}. \quad (10.4.9)$$

上式消去 v , 即可得:

$$y^2 = \left(Ll \frac{B^2}{\mathcal{E}} \right) \frac{q}{M} x. \quad (10.4.10)$$

由此可见, 同一荷质比的粒子将在探测上形成一抛物线, 而不同荷质比的离子则处于不同的抛物线上, 如图 10.4.10b 所示。由 (10.4.8) 式还可看到, 能量越大的离子, 越靠近探测器坐标原点。这种质谱的分辨能力由探测器的空间分辨能力决定, 它常用的离子探测器有照相底片和聚合物离子径迹探测器, 分辨率一般不高, 但是可用它一次记录全部粒子, 且能同时区分它们的荷质比和能量。这种谱仪的主要问题是数据的处理和探测器的标定比较麻烦。

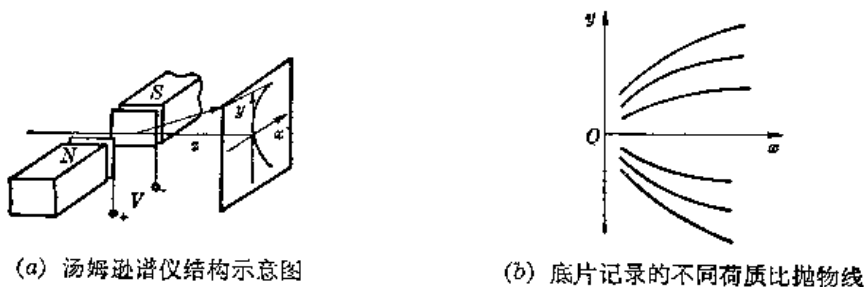


图 10.4.10

45° 静电分析器-飞行时间离子谱仪 在第八章, 我们已介绍了 45° 平行板静电分析器, 它是能量分析器, 初始能量为 E 的离子在分析器中的射程 l 与其能量的关系为

$$l = \frac{2Ed}{ZeV} = \frac{Mv_0^2 d}{eZV}, \quad (10.4.11)$$

式中 V 、 d 分别为分析器两极板间的电压和间距, v_0 为离子的初速度。它的特点是可以多道应用, 而且具有一维聚焦特性; 其主要缺点是 E/ZeV 比值较小, 最大值只能达到 2, 因而分析高能离子时要求用较高的偏转电压, 可分析的最高能量大约为 $100 \text{ keV}/Z$ 。它与飞

行时间分析法相结合,还可具有荷质比分辨特性。设离子进入分析器前所经过的飞行距离为 L , 离子在分析器的射程为 l , 则其飞行时间 t 为

$$t = \frac{L + \sqrt{2}l}{v_0} \quad (10.4.12)$$

由此可求得荷质比 A/Z 与飞行时间的关系为:

$$\frac{A}{Z} = \left[\frac{eVl}{m_p(l + \sqrt{2}l)^2 d} \right] t^2, \quad (10.4.13)$$

式中 A 为质量数, m_p 为质子质量。

磁分析器-飞行时间谱仪 它基本上与 α 粒子飞行时间谱仪相同,即在飞行管中间加一纵向长度为 d 的横向均匀磁场 B , 使不同荷质比的离子在空间的不同方向分离开来(图 10.4.11),从而实现荷质比分辨的要求。由图所示的几何条件,以及带电粒子在均匀磁场中的运动方程

$$Mv = eZBR, \quad (\text{当 } v \perp B \text{ 时}) \quad (10.4.14)$$

可求出离子经磁场偏转后,射到距入射轴 l 处的探测器上离子的荷质比 A/Z 与 l 的关系为:

$$l = \frac{ZeBdD}{Am_p v} \left[1 - \left(\frac{ZeBd}{Am_p v} \right)^2 \right]^{-1/2} + \frac{ZeBd^2}{Am_p v} \left\{ 1 + \left[1 - \left(\frac{ZeBd}{Am_p v} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{-1}, \quad (10.4.15)$$

式中 m_p 为质子质量。当 $d \ll R$ 时,上式可简化为

$$\frac{A}{Z} \simeq \frac{eBdD}{m_p v l} \left(1 + \frac{d}{2D} \right), \quad (10.4.16)$$

或

$$\frac{A^2}{Z^2} \simeq \frac{(eBdD)^2}{2l^2 m_p^2 E} \left(1 + \frac{d}{2D} \right)^2. \quad (10.4.16')$$

由源到达探测器的飞行时间为

$$t = \frac{L}{v} + \frac{D+d}{v \sqrt{1 - \left(\frac{ZeBd}{Am_p v} \right)^2}} \simeq \frac{L + D + d}{v}. \quad (10.4.17)$$

由上述可见,当磁场 B 、荷质比 A/Z 一定时,离子能量越大,其偏转距离 l 越小,所以它适于测量高能离子。它的主要缺点是其分析的能量范围不容易变化。

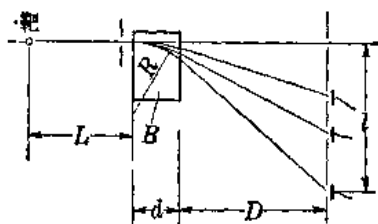


图 10.4.11 磁分析器-飞行时间谱仪

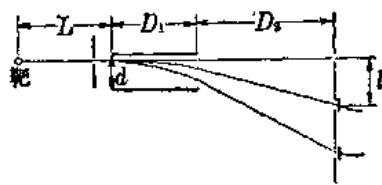


图 10.4.12 静电分析器-飞行时间谱仪

高能静电分析器-飞行时间谱仪 如图 10.4.12 所示,它就是在离子飞行路程上加一段长为 D_1 的横向电场,使不同荷质比的离子沿不同方向偏转,被不同的探测器所接收,从而达到分辨不同荷质比的离子。从带电粒子在均匀静电场中的运动方程及图所示的几何关系,可求出荷质比方程为:

$$\frac{A}{Z} = \frac{e}{m_p} \left(\frac{1}{2} D_1^2 + D_1 D_2 \right) \frac{V}{d} \frac{1}{v^2} \frac{1}{l}, \quad (10.4.18)$$

其中 D_2 为探测器平面到静电分析器边缘的距离。上式也可化为

$$\frac{E}{Z} = \frac{1}{2} e \left(\frac{1}{2} D_1^2 + D_1 D_2 \right) \frac{V}{d} \frac{1}{l}, \quad (10.4.19)$$

式中 V 、 d 分别为静电分析器两极板电压和距离。从源到探测器的飞行时间为

$$t = \frac{L + D_1 + D_2}{v}. \quad (10.4.20)$$

这个谱仪的能量和荷质比的分辨率主要由探测器入射缝的宽度 δl 决定, 即

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{\delta l}{l} \simeq \frac{\delta(A/Z)}{(A/Z)}. \quad (10.4.21)$$

这种谱仪与 45° 平行板静电分析器不同, 其 $\left(\frac{E}{Z}\right)/V$ 值很容易达到 50 左右, 因而它可分析的能量上限可达 MeV/Z 量级; 而且其分析的能量范围容易调变。此外, 设计和制造也比较简单。它的主要缺点是没有聚焦能力, 因而只有在离子通量比较强时才适用。

除了以上所介绍的几种离子谱仪外, 当然还可以考虑用其它的分析器组合方案来分析飞散的高能离子。总之, 要根据不同要求灵活地进行设计。

参 考 文 献

- [1] UCRL-50021-74, UCRL-50021-75, UCRL-50021-76, UCRL-50021-77.
- [2] SAND 74-0439.
- [3] *J. Phys.*, **E6**, 105(1973).
- [4] *Rev. Sci. Instrum.*, **45**, 936(1974).
- [5] *Rev. Sci. Instrum.*, **48**, 1375(1977).
- [6] UCID-17303(1976).
- [7] *Rev. Sci. Instrum.*, **48**, 1068(1977).
- [8] McQuaid, J. H., *et al.*, *Advances in X-ray Analysis*, Vol. **18**, p. 213, Plenum Press, 1975.
- [9] UCRL-78111(1976).
- [10] Mayer, F. J., *et al.*, *Advances in X-ray Analysis*, Vol. **18**, p. 169, Plenum Press, 1975.
- [11] *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 616(1975).
- [12] Attwood, D. T., in "Proceedings of the Twelfth International Congress on High Speed Photography", SPIE Vol. **97**, p. 413(1976).
- [13] *Appl. Opt.*, **15**, 1126(1976).
- [14] *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 184(1978).
- [15] *Phys. Rev. Lett.*, **34**, 138(1975).
- [16] *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 1177(1978).
- [17] *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 268(1974).
- [18] *Phys. Lett.*, **A51**, 249(1975).
- [19] *Proc. IEEE*, **62**, 313(1974).
- [20] *Nucl. Inst. Meth.*, **127**, 87(1975).
- [21] *IEEE Trans.*, **NS-22**, No. **1**, 724(1975).
- [22] *Rev. Sci. Instrum.*, **49**, 1204(1978).
- [23] *Rev. Sci. Instrum.*, **46**, 53(1975).
- [24] Cuderman, J. E., *et al.*, *Advances in X-ray Analysis*, Vol. **18**, 159, Plenum Press, 1975.
- [25] *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 108(1974).
- [26] *Phys. Fluids*, **20**, 322(1977).
- [27] Attwood, D. T., in "Proceedings 12th Inter. Conf. on High Speed Photography", SPIE, Vol. **97**, p. 318, 1976.
- [28] *Phys. Rev.*, **A6**, 764(1972).

- [29] *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 664(1975).
- [30] *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 499(1976).
- [31] Violet, C. E., *Advances in X-ray Analysis*, Vol. **18**, p. 26, Plenum Press, 1975.
- [32] Godwin, R. P., *Advances in X-ray Analysis*, Vol. **19**, p. 533, Kendall/Hunt Publishing Company, 1976.
- [33] Mack, J. E., Martin, M. J., *The Photographic Progress*, McGraw-Hill, 1939.
- [34] *J. Opt. Soc. Am.*, **57**, 1091(1967); **58**, 629(1968).
- [35] *Phys. Lett.*, **A48**, 121(1974).
- [36] *Phys. Rev. Lett.*, **34**, 74(1975).
- [37] *J. Appl. Phys.*, **47**, 1318(1976).
- [38] *Phys. Lett.*, **38**, 282(1977).
- [39] *J. Opt. Soc. Am.*, **38**, 766(1978).
- [40] Cosslett, V. E., Nixon, W. C., *X-ray Microscopy*, p. 87, Cambridge at the Univeristy Press, 1960.
- [41] *Rev. Sci. Instrum.*, **46**, 204(1975).
- [42] *Rev. Sci. Instrum.*, **47**, 464(1976).
- [43] **UCID-16775**(1975).
- [44] *Ann. Physik*, **10**, 94(1952).
- [45] *Appl. Opt.*, **14**, 2096(1975).
- [46] **UCRL-77081**(1975).
- [47] *Space Sci. Rev.*, **9**, pp. 3~5(1969).
- [48] Mertz, L., Young, N. O., *Proc. Int. Conf. Opt. Instrum.*, p. 306, Chapman and Hall, 1961.
- [49] *Appl. Opt.*, **12**, 2686(1973); **13**, 1100(1974).
- [50] *J. Appl. Phys.*, **48**, 1563, 1566(1977).
- [51] *J. Opt. Soc. Am.*, **57**, 610(1967).
- [52] Shulman, A. R., *Optical Data Processing*, p. 387, John Wiley and Son, 1970.
- [53] Ceglio, N. M., *Proc. SPIE/SPSE Symp. X-ray Imaging*, **106**, 55(1977).
- [54] Ceglio, N. M., *Proc. 8th Int. Conf. on X-ray Optics and Microanalysis*, 1977.
- [55] *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 579(1980).
- [56] *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **160**, 99(1972); **172**, 359(1975).
- [57] *Квантовая Электроника*, **4**, 600(1977).
- [58] *J. Phys. B-6*, L298(1973).
- [59] *Квантовая Электроника*, **2**, 1216(1975).
- [60] Woodall, D. M., Yaakobi, B., *et al.*, *Laser Induced Fusion and X-ray Laser Studies*, p. 191. Addison-Wesley Publishing Company, 1976.
- [61] Gabriel, A. H., Jordan, C., *Case Studies in Atomic Collision Physics*, **II**, p. 211, North-Holland Publishing Company, 1972.
- [62] *Квантовая Электроника*, **2**, 1165(1975).
- [63] Griem, H. R., *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic, 1974.
- [64] *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 899(1976); **39**, 1526(1977).
- [65] *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 232(1979).
- [66] *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 1073(1980).
- [67] *J. Appl. Phys.*, **50**, 5478(1979).
- [68] *Phys. Rev.*, **A19**, 1247(1979).
- [69] *Phys. Rev.*, **A19**, 2431(1979).
- [70] **UCRL-50621-74**.
- [71] Bonse, U., Graeff, W., *X-ray Optics*, p. 93, Springer-Verlag, 1977.
- [72] *Plasma Physics*, **15**, 611(1973).
- [73] *J. Appl. Phys.*, **47**, 1491(1976).
- [74] *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 645(1977).
- [75] **UCRL-50021-76**, p. 3, 105.
- [76] **UCID-17206**(1976).
- [77] **UCRL-78430**(1976).

- [78] *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 1083(1975).
- [79] **UCRL-56021-76**, p. 3-118.
- [80] *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 196(1977).
- [81] *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 20(1977).
- [82] *Appl. Phys. Lett.*, **30**, 555(1977).
- [83] *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 68(1977).
- [84] *Rev. Sci. Instrum.*, **47**, 548(1976).
- [85] *Rev. Sci. Instrum.*, **44**, 1293(1973).

附录

I. 重要常数表

真空中光速 c	2.9979250×10^8 米/秒
普朗克常数 h	6.626196×10^{-34} 焦耳·秒
电子电荷 e	$1.6021917 \times 10^{-19}$ 库仑
阿伏伽德罗常数 N_A	6.022169×10^{26} /千克分子
原子质量单位 amu	1.66053×10^{-27} 千克
电子静止质量 m_e	9.109558×10^{-31} 千克
质子静止质量 m_p	1.672614×10^{-27} 千克
	1.00727661 amu
	$1836.109m_e$
中子静止质量 m_n	1.674920×10^{-27} 千克
电子荷质比 e/m_e	1.7588028×10^{11} 库仑/千克
法拉第常数 $F = N_A e$	9.648670×10^7 库仑/千克分子
里德堡常数 $R_\infty = \frac{\mu_0^2 c^3 m_e e^4}{8h^3}$	1.09737312×10^7 /米
R_H	1.09677576×10^7 /米
氢的电离电位 $\chi_H = h c R_H$	13.605826 电子伏
玻尔半径 $a_0 = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2}$	$5.2917715 \times 10^{-11}$ 米
电子经典半径 $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$	2.817939×10^{-15} 米
电子的汤姆逊散射截面 $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2$	6.65×10^{-29} 米 ²
电子的康普顿波长 $\lambda = \frac{h}{m_e c}$	$2.4263096 \times 10^{-12}$ 米
	0.024263096 Å
气体常数 R_0	8.31434×10^3 焦耳/千克分子·开
玻耳兹曼常数 $k = \frac{R_0}{N_A}$	1.380622×10^{-23} 焦耳/开
冰点的绝对温度 T_0	273.16 开
标准大气压力	760 毫米汞柱高
	1.013246×10^5 牛顿/米 ²
水银比重 (0°C)	13.5954
标准状态下理想气体体积 V_0	22.4136 米 ³ /千克分子
	22.4136 升/克分子
标准状态下 1 米 ³ 气体的分子数	2.6868×10^{25}
1 居里放射性强度	3.7×10^{10} 核衰变/秒

$$\text{精细结构常数 } \alpha = \frac{\mu_0 c e^2}{2h}$$

$$\frac{1}{137.03602} = 7.297351 \times 10^{-3}$$

$$\text{玻尔磁子 } \mu_B = \frac{h e}{4\pi m_e}$$

$$9.274096 \times 10^{-24} \text{ 焦耳/特斯拉}$$

$$\text{斯忒藩-玻耳兹曼常数 } \sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2}$$

$$5.66961 \times 10^{-8} \text{ 瓦/米}^2 \cdot \text{开}^4$$

II. MKS 单位制与其它单位制的换算

物 理 量	MKS 制	cgsm 制	cgse 制	高 斯 制
电荷	1 库仑	0.1	$0.1c_0^*$	同 cgse
电场强度	1 伏特/米	10^6	$10^6 c_0^{-1}$	同 cgse
电位差	1 库仑/米 ²	$4\pi \times 10^{-5}$	$4\pi \times 10^{-5} c_0$	同 cgse
电位	1 伏特	10^8	$10^8 c_0^{-1}$	同 cgse
电流	1 安培	0.1	$0.1c_0$	同 cgse
电阻	1 欧姆	10^9	$10^9 c_0^{-2}$	同 cgse
电阻率	1 欧姆·米	10^{11}	$10^{11} c_0^{-2}$	同 cgse
电容	1 法拉	10^{-9}	$10^{-9} c_0^2$	同 cgse
介电常数**	1 法拉/米	$4\pi \times 10^{-11}$	$4\pi \times 10^{-11}/c_0^2$	同 cgse
磁场强度	1 安·匝/米	$4\pi \times 10^{-3}$ 奥斯特	$4\pi \times 10^{-3} c_0$	同 cgsm
磁感应强度	1 韦伯/米 ² (特斯拉)	10^4 高斯	$10^4 c_0^{-1}$	同 cgsm
磁通量	1 韦伯	10^8 麦克斯韦	$10^8 c_0^{-1}$	同 cgsm
电感	1 亨利	10^9 厘米	$10^9 \times c_0^{-2}$	同 cgsm
导磁系数***	1 亨利/米	$10^7/4\pi$	$10^7/4\pi c_0^2$	同 cgsm
质量	1 千克	10^3 克	10^3 克	10^3 克
长度	米	10^2 厘米	10^2 厘米	10^2 厘米
时间	1 秒	1 秒	1 秒	1 秒
力	1 牛顿	10^5 达因	10^5 达因	10^5 达因
功, 能量	1 焦耳	10^7 尔格	10^7 尔格	10^7 尔格
功率	1 瓦特	10^7 尔格/秒	10^7 尔格/秒	10^7 尔格/秒

* 常数 $c_0 = 2.9979250 \times 10^{10} \approx 3 \times 10^{10}$ [即用 cgs 制表示的真空中光速的数值]。

** 真空中的介电常数在 cgse 制中为 1, 在 MKS 制中为 $\epsilon_0 = 10^{11}/4\pi c_0^2$ 法拉/米 $= 8.85434 \times 10^{-12}$ 法拉/米 $= 10^7/4\pi c^2$ 。

*** 真空中的导磁系数在 cgsm 制中为 1, 在 MKS 中为 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 亨利/米 $= 1.25664 \times 10^{-6}$ 亨利/米。

III. 几种能量单位的换算

电 子 伏 特	焦 耳	赫 兹 (秒 ⁻¹)	米 ⁻¹	开
1	1.6022×10^{-19}	2.4180×10^{14}	8.0655×10^5	1.1605×10^4
6.2414×10^{18}	1	1.5092×10^{23}	5.0340×10^{24}	7.2432×10^{22}
4.1357×10^{-15}	6.6262×10^{-34}	1	3.3357×10^{-9}	1.7995×10^{-11}
1.2399×10^{-6}	1.9865×10^{-25}	2.9979×10^8	1	1.4388×10^{-3}
8.6168×10^{-5}	1.3806×10^{-23}	2.0836×10^{10}	6.9500×10	1

$$1 \text{ 焦耳} = 10^7 \text{ 尔格} = 0.239 \text{ 卡}$$

$$1 \text{ 千克} = 5.609538 \times 10^{29} \text{ 兆电子伏特}$$

$$1 \text{ 原子质量单位} = 931.4812 \text{ 兆电子伏特}$$

$$1 \text{ 电子质量} = 0.5110041 \text{ 兆电子伏特}$$

$$\text{波长为 } \lambda [\text{\AA}] \text{ 的光子能量} = \frac{12.398541}{\lambda} \text{ 千电子伏特}$$

IV. 用 MKS 单位制表示的电磁学基本公式

1. 库仑定律

$$F = -\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon r^2} = -\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r^2}$$

2. 电流的静磁场公式

$$\Delta H = \frac{1}{4\pi} \frac{I \cdot \Delta l \sin \alpha}{r^2}$$

3. 麦克斯韦方程组

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} & \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \end{aligned}$$

4. 洛伦兹力

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

5. 法拉第电磁感应定律

$$\mathcal{E} = -\frac{d\phi}{dt}$$

6. 平行板电容的电场强度与电容值

$$\mathcal{E} = \frac{\sigma}{\epsilon} \qquad C = \frac{\epsilon S}{d}$$

7. 长螺线管的磁场强度与电感量

$$H = nI \qquad L = \frac{\mu N^2 S}{l} = \mu n^2 V$$

8. 荷电粒子加速运动时的辐射功率

$$P = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} a^2$$

9. 坡印廷矢量

$$\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$$

V. 平衡状态下粒子的分布以及几种辐射谱

1. 麦克斯韦速度分布

$$\frac{n(v)}{N} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right)$$

$$\text{最可几速度} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad \text{米/秒}$$

$$\text{平均速度} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad \text{米/秒}$$

$$\text{均方根速度} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad \text{米/秒}$$

2. 热平衡状态下原子激发态和电离态之间分布

$$\text{玻耳兹曼分布} \quad \frac{N_n}{N_1} = \frac{g_n}{g_1} \exp[-\chi_{1n}/kT]$$

$$\text{沙哈分布} \quad \frac{N_i N_e}{N_1} = \frac{g_i g_e}{g_1} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left[-\frac{\chi_{1\infty}}{kT}\right]$$

3. 热平衡下黑体辐射

(1) 表面辐射谱

$$W_{f,T} = \frac{2\pi hf^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1} \quad \text{瓦/米}^2 \cdot \text{赫芝}$$

当 $hf \ll kT$ 时,

$$W_{f,T} = 2\pi \frac{f^2}{c^2} kT \quad \text{瓦/米}^2 \cdot \text{赫芝}$$

当 $hf \gg kT$ 时,

$$W_{f,T} = \frac{2\pi hf^3}{c^2} \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right) \quad \text{瓦/米}^2 \cdot \text{赫芝}$$

峰值频率

$$(hf)_{\text{峰}} = 2.822kT$$

(2) 表面亮度

$$B_T = \frac{P}{\pi} = \frac{8\pi^5 (kT)^4}{60c^2 h^3} = 1.83 \times 10^{-8} \times T^4 \quad \text{瓦/米}^2 \cdot \text{立体弧度}$$

4. 韧致辐射

(1) 体辐射谱

$$U_{f,T_e} = \frac{e^6}{3\sqrt{6} \pi^{3/2} \epsilon_0^3 c^3 m^{3/2}} Z^2 N_i N_e (kT_e)^{1/2} \bar{g} \exp\left(-\frac{hf}{kT_e}\right) \\ = 6.33 \times 10^{-53} N_i N_e Z^2 (kT_e)_{[\text{eV}]}^{-1/2} \bar{g} \exp\left(-\frac{hf}{kT_e}\right) \quad \text{瓦/米}^3 \cdot \text{赫芝}$$

$$U_{f,T_e} = 1.9 \times 10^{-34} N_i N_e Z^2 (kT_e)_{[\text{eV}]}^{-1/2} \bar{g} \exp\left(-\frac{12395}{\lambda kT_e}\right) \quad \text{瓦/米}^3 \cdot \text{埃}$$

(2) 峰值波长

$$\lambda_{\text{峰}} = \frac{6200}{(kT_e)_{[\text{eV}]}} \quad \text{\AA}$$

(3) 总辐射功率

$$P = 1.54 \times 10^{-38} Z^2 N_i N_e \sqrt{(kT_e)_{[\text{eV}]}} \quad \text{瓦/米}^3$$

5. 复合辐射体辐射谱

$$U_{n,f,T_e} = \frac{e^{10} g^4 N_i N_e}{12\pi \sqrt{6} \pi c^3 h^2 \epsilon_0^2 m_e^{1/2} n^3 (kT_e)^{3/2}} \bar{g} \exp\left(-\frac{hf - E_n}{kT_e}\right) \\ = 1.73 \times 10^{-51} N_i N_e Z^4 \bar{g} \frac{\exp\left(-\frac{hf - E_n}{kT_e}\right)}{n^3 (kT_e)_{[\text{eV}]}^{3/2}} \quad \text{瓦/米}^3 \cdot \text{赫芝}$$

6. 线辐射的多普勒展宽谱

(1) 多普勒频移

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{v \cos \theta}{c}$$

(2) 热运动下多普勒展宽谱

$$I_D(\Delta \lambda) = \left(\frac{Mc^2}{2\pi kT_i \lambda^2} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{Mc^2}{2kT_i \lambda} \Delta \lambda^2\right)$$

(3) 热运动线谱的多普勒展宽半高宽度

$$\Delta \lambda_{D, \frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{8 \ln 2 (kT_i)}{Mc^2}} \lambda_0 = 7.68 \times 10^{-2} \sqrt{\frac{(kT_i)_{[\text{eV}]}}{A}} \lambda$$

VI. 等离子体的几个重要参数

1. 粒子在磁场中的回旋运动

电子回旋角频率

$$\omega_e = \frac{eB}{m_e} = 1.759 \times 10^{11} B \quad \text{弧度/秒}$$

离子回旋角频率

$$\omega_i = \frac{ZeB}{M_i} = 9.577 \times 10^7 BZA^{-1} \quad \text{弧度/秒}$$

电子平均回旋半径

$$\bar{\rho}_e = \frac{\sqrt{V_{e\perp}}}{\omega_e} = 3.372 \times 10^{-6} (kT_e)_{[\text{eV}]}^{1/2} B^{-1} \quad \text{米}$$

离子平均回旋半径

$$\bar{\rho}_i = \frac{\sqrt{V_{i\perp}}}{\omega_i} = 1.445 \times 10^{-4} (kT_i)_{[\text{eV}]}^{1/2} B^{-1} Z^{-1} A^{1/2} \quad \text{米}$$

2. 德拜长度

$$\begin{aligned} \lambda_D &= \left[\frac{\epsilon_0 kT_i T_e}{e^2 N (T_i + T_e)} \right]^{1/2} \simeq \left[\frac{kT_e \epsilon_0}{2e^2 N} \right]^{1/2} \\ &= 5.257 \times 10^3 \left[\frac{(kT)_{[\text{eV}]}}{N} \right]^{1/2} \quad \text{米} \end{aligned}$$

3. 库仑对数

温度较低时的经典值

$$\ln A_e = 30.36 + \frac{3}{2} \ln (kT)_{[\text{eV}]} - \frac{1}{2} \ln N_e$$

温度较高 ($T \geq 36.2 \text{ eV}$) 时 Spitzer 的量子修正值

$$\ln A_q = 25.26 + \ln (kT)_{[\text{eV}]} - \frac{1}{2} \ln N_e$$

4. 等离子体电阻率

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_L / \gamma_E \\ \eta_L &= \frac{\pi^{3/2} m_e^{1/2} e^2 Z}{4\sqrt{2} (4\pi\epsilon_0)^2} \frac{\ln A}{(kT_e)^{3/2}} \\ &= 3.041 \times 10^{-5} Z \ln A (kT_e)_{[\text{eV}]}^{-3/2} \quad \text{欧姆} \cdot \text{米} \end{aligned}$$

 γ_E 的数值

Z	1	2	4	16	∞
γ_E	0.582	0.683	0.785	0.923	1

5. 等离子体频率

$$\omega_{pe} = \left(\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} = 5.641 \times 10^4 N_e^{1/2} \quad \text{弧度/秒}$$

$$\omega_{pi} = \left(\frac{N_i e^2 Z^2}{\epsilon_0 M_i} \right)^{1/2} = 1.316 \times N_i^{1/2} Z A^{-1/2} \quad \text{弧度/秒}$$

VII. 元素周期表及特征 X 射线波长和 K 吸收边波长数据(单位:Å)

[illegible]

